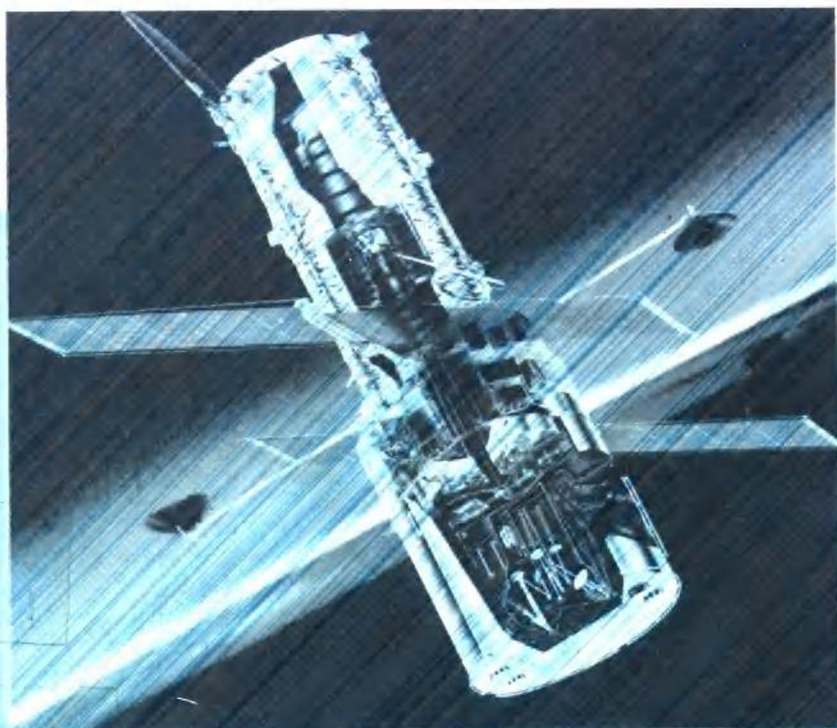


90年代 天体物理学

李启斌 李宗伟 汲培文 编
高等教育出版社



J5.3
262
71

90年代 天体物理学

李启斌 李宗伟 汲培文 编

高等教育出版社

977002

(京) 112 号

图书在版编目 (CIP) 数据

90 年代天体物理学/李启斌等编著. —北京: 高等教育出版社, 1996

ISBN 7-04-005779-4

I. 90… II. 李… III. 天体物理学 IV. P14

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (96) 第 04397 号

*

高等教育出版社出版

北京沙滩后街 55 号

邮政编码: 100009 传真: 64014048 电话: 64054588

新华书店总店北京发行所发行

国防工业出版社印刷厂印刷

*

开本 850×1168 1/32 印张 27 字数 700 000

1996 年 11 月第 1 版 1996 年 12 月第 1 次印刷

印数 0001—1 618

定价 51.50 元

凡购买高等教育出版社的图书, 如有缺页、倒页、脱页等

质量问题者, 请与当地图书销售部门联系调换

版权所有, 不得翻印

内 容 提 要

本书是我国第一部较全面反映 20 世纪 90 年代天体物理学各前沿领域研究成果和进展现状的综述性学术著作。由李启斌、李宗伟、汲培文组织，熊大闰、艾国祥院士等国内 20 多位一流水平的天文学家分头撰写而成。

本书几乎涉及了 20 世纪 90 年代天体物理学的主要热点研究领域，包括的内容从太阳物理、恒星物理、活动星系核直到宇宙学；观测波段从射电、红外直到 γ 射线的几乎全电磁波段；所介绍观测设备从我国正在研制的 LAMOST 到美国的凯克 10m 望远镜、VLBA、Compton GRO、HST 和 COBE 卫星，几乎涉及了 90 年代所有的大型光学、射电望远镜和大型空间观测设备。

本书尤为适合于我国高校天文及相近专业的大学生、研究生和天文、物理科研人员阅读，对于具有大学文化程度的天文爱好者也是一本相当好的参考书。

本书责任编辑 杨 祥

前 言

在本世纪渡过它的最后一个十年中，天文学正以昂首阔步的姿态准备跨入下一个世纪。在 20 世纪 90 年代刚刚过去的几年中，天文学即以它惊人的发现对理论发起了挑战，以天空实验室的身份证实了地面上难以证实的理论。其中最令人称道的是 COBE 卫星的观测，证实了宇宙背景辐射，启动了人类对宇宙更深刻的思考；Compton GRO 发现大批的 γ 射线爆，对理论提出了挑战；暗物质问题推到了天体物理与粒子物理的前沿，脉冲双星对广义相对论的又一次证实而使诺贝尔奖金再度落入天文学家之手。

20 世纪 90 年代天文学的一大特点是天文观测已基本上实现全电磁波段观测，这样就形成了从多波段上研究天体的性质的格局，这种局面导致了对天体的全面的理解。最近十几年的观测积累，为天文学的突破奠定了基础。

与天文研究发现大量涌现的同时，天文观测技术也在突飞猛进，除了空间观测不断扩大观测深度和提高分辨率之外，特别引人注目的是由于一系列新技术的出现，使光学望远镜突破了 40 多年来停滞不前的状况，由凯克 10m 望远镜带头，一批 8~15m 级望远镜开始研制。

为使读者对于 20 世纪 90 年代天体物理学发展的现状有一个概括的了解，编者（李启斌、李宗伟、汲培文）组织并邀请了一批国内一流的天文学家（按编写章节分别是李启斌、王仲、艾国祥、王家龙、熊大闰、黄磷、黄润乾、乔国俊、李宗伟和李卫东、陆琰、孙锦、胡景耀和钱忠钰、赵君亮、周又元和戴和俊及王挺贵、南仁东、何香涛、谢光中和刘碧芳、卞毓麟、马骥、曹盛林、李晓卿、卢炬甫、尤峻汉和陈军锋）分头介绍本人熟悉的领域。这样，本书虽然不能说涉及到天体物理的一切方面，但除太阳系以

外，本书已涉及到各个最主要的方面。本书作者很多，不可能要求风格一致，读者对每一章可当成一篇独立的文章来读，但在结构上，本书力求系统。

本书编写过程中得到国内许多同行的大力帮助，在此致以深深的谢意。

编者

1995 年仲夏

责任编辑	杨 祥
封面设计	刘晓翔
责任绘图	陈淑芳
版式设计	杨凤玲
责任校对	胡晓琪
责任印制	杨 明

目 录

前言	1
一、90年代的大型天文光学和射电望远镜	李启斌
1. 光学望远镜	1
1.1 美国的凯克 (Keck I) 10m 望远镜	1
1.2 欧洲南方天文台甚大望远镜 (VLT)	2
1.3 双子望远镜 (GEMINI)	3
1.4 8.5m 光谱巡天望远镜 (SST)	5
1.5 日本的昴星团 8m 望远镜 (SUBARU)	5
1.6 美-意大双筒哥伦布望远镜 (Columbus)	7
2. 射电望远镜	8
2.1 毫米波阵列望远镜 (MMA)	8
2.2 美国甚长基线阵 (VLBA)	9
2.3 多元微波联接干涉网 (MERLIN)	10
2.4 欧洲甚长基线干涉网 (EVN)	11
2.5 印度的巨型米波射电望远镜 (GMRT)	12
3. 我国研制大型天文观测设备的方案	14
3.1 硬 X 射线天文卫星	14
3.2 太阳空间望远镜	15
3.3 4m×4m 新技术望远镜	15
3.4 大天区面积多目标光纤光谱天文望远镜 (简称 LAMOST)	16
3.5 65m 射电望远镜	18
二、90年代的大型空间观测设备	王 仲
1. 引言	19
2. 大型观测项目的特点	21
3. 高能天体物理的观测项目	27
3.1 康普顿 (γ 射线) 空间天文台 (简称 Compton GRO 或 CGRO)	27
3.2 新一代的 γ 射线望远镜 INTEGRAL	29

3.3 伦琴 X 射线天文卫星 (简称 ROSAT)	30
3.4 高等 X 射线天体物理设备 (简称 AXAF)	32
3.5 多镜面 X 射线望远镜 (简称 XMM)	34
3.6 其他 X 射线波段的空间观测项目	35
4. 可见光及紫外波段的空间观测	36
4.1 哈勃空间望远镜 (简称 HST)	36
4.2 极远紫外探索卫星 (简称 EUVE)	40
4.3 远紫外光谱探索卫星 (简称 FUSE)	42
三、太阳物理学的进展和展望	艾国祥
1. 引言	45
2. 太阳物理研究现状和难题	46
2.1 太阳结构	46
2.2 太阳活动	48
3. 90 年代太阳物理学展望	50
3.1 90 年代的几项重大设备及主攻方向	50
3.2 90 年代太阳物理研究	52
3.3 几项突破性太阳物理研究方法的期待	52
4. 关于中国太阳物理发展的几点想法	53
4.1 80 年代中国太阳物理的重要特征	53
4.2 90 年代中国太阳物理发展的几点想法	54
4.3 把中国太阳物理的研究推向空间	55
参考文献	57
四、太阳活动及其影响——日地关系	王家龙
1. 引言	58
2. 缓变型太阳活动及其影响	63
2.1 太阳黑子	63
2.2 冕洞	66
2.3 太阳常量	70
3. 爆发型太阳活动及其影响	73
3.1 太阳耀斑	73
3.2 日冕物质抛射	79
3.3 太阳活动预报	81

4. 90年代的日地关系研究 82

4.1 太阳 83

4.2 行星际及其它 86

5. 90年代日地关系的国际合作研究 87

参考文献..... 90

五、日震学 熊大闰

1. 引言 99

2. 太阳 5min 振荡的发现以及日震学的基本问题 103

2.1 太阳 5min 振荡的发现 103

2.2 日震学的基本原理 104

2.3 太阳振荡的观测方法 107

2.4 资料的归算与分析 108

3. 日震学的发展现状 109

3.1 太阳 P 模的本征振荡频率及太阳的内部结构 110

3.2 太阳内部的较差自转 112

3.3 太阳 P 模的振幅与寿命 115

3.4 太阳 5min 振荡的激发机制 117

3.5 太阳 160min 振荡及重力 (G) 模振荡的搜寻 118

3.6 太阳 5min 振荡的长期变化 120

4. 日震学的发展趋势 120

5. 展望 122

参考文献 125

六、恒星物理学 黄 磷

1. 恒星物理学的研究内容、意义和特点 131

1.1 恒星物理研究的意义 131

1.2 恒星物理研究的内容 132

1.3 恒星物理研究的特点 133

2. 恒星物理的发展现状 135

2.1 概况 135

2.2 观测设备和技术 136

2.3 已取得的重要进展 138

3. 90年代发展趋势和前景 156

3.1 观测设备发展的主要趋势	156
3.2 恒星物理研究的前景	158
参考文献	161
七、90 年代的恒星结构和演化理论	黄润乾
1. 研究历史	162
2. 研究成就	163
2.1 观测	164
2.2 X 射线源和 X 射线爆	168
2.3 光谱分析和核合成	170
2.4 周期光度变化	172
3. 重要问题	176
3.1 星风和质量损失	177
3.2 双星演化	177
3.3 脉动变星	178
3.4 对流理论	179
3.5 模型计算	179
3.6 冷星的表面活动	179
参考文献	180
八、射电脉冲星的观测与理论研究	乔国俊
1. 引言	182
2. 80 年代以来观测上的重要进展	183
2.1 具有伴星或行星的脉冲星系统	186
2.2 毫秒脉冲星和球状星团脉冲星	191
2.3 中心辐射束 (core 辐射成分) 的确认	193
3. 射电脉冲星最基本的观测事实及其注评	196
3.1 累积脉冲	196
3.2 子脉冲	200
3.3 漂移子脉冲和缺脉冲	201
3.4 微结构和微脉冲	202
4. 几个常用的导出量	204
4.1 中子星的自转能损率	204
4.2 中子星表面磁场	205

4.3	脉冲星制动指数	205
4.4	脉冲星的年龄	206
5.	涉及演化的几个问题	206
5.1	脉冲星磁场的演化	206
5.2	射电光度的演化	209
5.3	射电脉冲星与 X 射线脉冲星的脉冲周期为什么不同?	210
5.4	脉冲星辐射束的演化	211
5.5	一种新的制动机制	213
6.	射电脉冲星的辐射机制	214
6.1	观测对理论的限制	214
6.2	GJ 脉冲星磁层模型	216
6.3	Sturrock 模型	217
6.4	RS 模型	218
6.5	Slot gap 模型	222
6.6	BGI 模型	222
6.7	WWC 模型	224
6.8	逆康普顿散射 (ICS) 模型	225
7.	结束语	228
	参考文献	229
九、超新星：观测和理论 李宗伟 李卫东		
1.	分类及前身星	238
1.1	分类	238
1.2	前身星	241
2.	Ia 型超新星	244
2.1	概述	244
2.2	演化	245
2.3	爆炸	246
2.4	光变曲线 (LC)	251
2.5	SN Ia 的光谱	253
2.6	SN1990N 和 SN1991T	253
3.	I b/ I c 型超新星	255
3.1	概述	255

3.2 模型	256
3.3 光变曲线	257
3.4 光谱	259
4. I 型超新星	261
4.1 概述	261
4.2 理论模型	262
4.3 光变曲线	271
4.4 光谱	274
5. SN1987A	277
5.1 概述	277
5.2 SN1987A 的前身星的演化	278
5.3 光学光变曲线	279
5.4 X 射线光变曲线及成块 (clumpy) 混合	280
5.5 预测未来	281
6. 问题和讨论	282
参考文献	283
十、γ 射线脉冲星和 γ 射线爆	陆 埭
1. 历史的回顾	287
2. γ 射线脉冲星	291
2.1 γ 射线脉冲辐射的理论认识	291
2.2 γ 射线脉冲星的观测发现与研究	298
3. γ 射线爆	306
3.1 时间特征	307
3.2 能谱	307
3.3 空间分布	322
4. 讨论与展望	324
参考文献	325
十一、分子天文学和恒星形成	孙 锦
1. 分子——星际介质和恒星形成与演化的示踪器	330
1.1 星际分子发现简史和分子天文学的诞生	330
1.2 分子天文学的研究意义	332
1.3 迄今已发现和证认的天文 (星际、拱星、星系) 分子的品种、	

谱线及意义	334
2. 分子天文学的主要研究课题、进展与发展趋势	345
2.1 分子云的大尺度分布	345
2.2 分子云与恒星形成	352
2.3 拱星包层的分子发射与恒星演化晚期阶段	352
2.4 天体脉泽的研究	355
2.5 与宇宙化学有关的课题——天体化学的重大发展	358
3. 分子云与恒星形成	360
3.1 恒星形成于分子云	360
3.2 正在形成恒星的分子云	362
3.3 几个与恒星形成理论有关的问题	371
3.4 年青天体附近的分子外向流与盘系统	377
3.5 恒星形成过程的主要阶段——低质量星形成的一个基本图景	384
4. 90年代分子天文学发展展望	387
4.1 一个重要的有可能突破的课题——恒星与行星系起源问题	388
4.2 90年代主要毫米波和亚毫米波设备计划	389
4.3 90年代与恒星形成和早期演化有关的主要课题和可能解决的问题	391
参考文献	393
十二、90年代红外天文学	胡景耀 钱忠钰
1. 引言 90年代前的红外天文学	402
2. 红外天文学观测为什么变得如此重要	406
3. 面向90年代的红外天文学	410
4. 西方国家90年代红外天文的发展计划	412
5. 我国红外天文学的发展展望	425
十三、疏散星团与银河系天文学	赵君亮
1. 疏散星团	435
1.1 成员判别	435
1.2 光度函数和质量函数	436
1.3 疏散星团与恒星演化	437
1.4 结构与内部运动	440
1.5 动力学和动力学演化	442
1.6 形成过程	444

1.7 工作展望与建议	445
2. 银河系天文学	448
2.1 银河系的空间结构	449
2.2 银盘中的物质分布	451
2.3 老年恒星的运动学和化学性质	452
2.4 银河系的形成	454
2.5 银心区的重要观测结果	456
2.6 银心区的物理状况	457
2.7 SgrA、IRS16 和 SgrA*	460
2.8 工作展望与建议	461
参考文献	463
十四、活动星系核	周又元 戴和俊 王挺贵
1. 研究活动星系核的意义	464
1.1 探索谜天体的历史	464
1.2 意义重大、成果丰富的天体物理领域	465
1.3 未来天体物理学发展的一个关键	469
2. 活动星系核的特征与分类	471
3. 活动星系核的连续谱	475
3.1 以热辐射为主的谱	476
3.2 以非热辐射为主的谱	479
3.3 X 射线短时标光变	484
4. 活动星系核的发射线	487
4.1 线发射区的物理状态	490
4.2 光致电离理论概述	491
4.3 光致电离理论与观测的对比	493
4.4 谱线轮廓的观测特点及其解释	494
4.5 谱线的变化和发射区的结构	495
5. 活动星系核的演化、结构与统一	496
6. 展望	502
参考文献	505
十五、活动星系核的甚长基线观测研究	南仁东
1. 甚长基线干涉测量概述	508

2. 甚长基线干涉的原理及成图	511
2.1 基本原理	511
2.2 VLBI 图象处理	513
3. 甚长基线观测对活动星系核研究的贡献	515
3.1 AGN 现象	515
3.2 三个使用 VLBI 观测的 AGN 研究实例	518
3.3 VLBI 深化了对 AGN 基本结构及其射电发射机理的认识	524
4. AGN 高分辨率研究的发展方向	526
4.1 空间 VLBI 与毫米波 VLBI	526
4.2 VLBI 偏振测量	527
4.3 AGN 的精细结构多波段研究	528
参考文献	530

十六、类星体的观测和研究 何香涛

1. 发现类星体	532
2. 类星体的观测	535
3. 类星体的空间分布和成团性	539
4. 类星体的光度函数	544
5. 类星体的光谱	553
6. 红移极限和宇宙的演化	562
7. 红移的本质及其论争	566
参考文献	568

十七、BL Lac 天体 谢光中 刘碧芳

1. 引言	572
2. BL Lac 天体的多波段观测	573
2.1 BL Lac 天体的搜寻	573
2.2 BL Lac 天体的观测特征及理论分析	574
3. BL Lac 天体的宇宙学含义	588
3.1 BL Lac 天体的哈勃图	588
3.2 BL Lac 天体与 FR-I 型射电星系的关系	590
3.3 BL Lac 天体与 OVV 的关系	592
3.4 BL Lac 天体与 FR-I 型、FR-II 型射电星系的统一关系	593
4. BL Lac 天体的理论模型	593

4.1 三种基本模型	594
4.2 可能的统一模型	600
4.3 探讨性模型	604
5. 结论与展望	608
参考文献	611
十八、星系团的光学研究	卞毓麟
1. 引言	619
2. 星系团表	620
2.1 “经典”星系团表	620
2.2 “机编”星系团表	622
3. 星系团的大尺度分布	623
3.1 一些重要结果	624
3.2 理论解释问题	627
4. 星系团的一般性质	629
4.1 总体特征	629
4.2 形态分类	630
4.3 成员判定	630
4.4 团星系的光度函数	632
4.5 结构与动力学	633
5. 团星系的演化	636
5.1 概述	636
5.2 Butcher-Oemler 效应	637
5.3 红包络与早型星系的演化	641
6. 环境与星系形态	645
6.1 形态-环境关系	645
6.2 形态-环境效应的可能机制	649
7. 简要的展望	652
参考文献	655
十九、星系的形成	马 骥
1. 引言	661
2. 早期宇宙与初始扰动谱	663
2.1 引力不稳定性与早期宇宙	663

2.2	进视界扰动谱	665
2.3	宇宙的组成及对应特征时刻	668
2.4	初始扰动谱与转换函数	669
3.	结构的质量聚集过程	672
3.1	结构形成的数值模拟	672
3.2	随机高斯场的统计特征	674
3.3	星系形成的球坍缩模型	676
3.4	天体密度的演化	678
3.5	大尺度背景与局域天体数密度	681
4.	原星系的搜寻与模拟	683
4.1	引言	683
4.2	原星系的可能特征与多色测光搜寻	684
4.3	三类原星系候选者	685
4.4	星系形成的数值模拟	689
5.	结束语 关于星系的耗散形成的一些设想	692
	参考文献	695
二十、现代宇宙论的成就与展望		曹盛林
1.	引言	697
2.	宇宙学的观测基础	699
2.1	宇宙的膨胀	700
2.2	宇宙大尺度的均匀性和各向同性	702
2.3	宇宙的年龄	703
2.4	宇宙微波背景辐射	704
2.5	轻元素丰度	705
2.6	宇宙的物质密度: 宇宙中的暗物质	705
2.7	宇宙中真空的特性	707
2.8	宇宙的大尺度结构	708
2.9	关于红移起因的论战	710
3.	宇宙学的理论模型	712
3.1	爱因斯坦引力论的基本思想	712
3.2	宇宙时空的几何特征	714
3.3	热宇宙——膨胀宇宙中的物理过程	717

3.4 宇宙演化的几何模型	723
4. 大尺度结构的形成	723
4.1 引力不稳定性	724
4.2 扰动谱及其增长	726
4.3 焦散的奇点和分支理论及大尺度结构	728
5. 结语	732
参考文献	732
二十一、宇宙等离子体的强湍动	李晓卿
1. 引言	734
2. 朗缪尔波凝聚佯谬	736
3. 强湍动等离激元的 Zakharov 方程	740
4. 调制不稳定性	746
5. 坍缩动力学	750
6. 荷电粒子的湍动加速	753
7. 高频场有质动力及其作用	756
8. 电双层自洽形成和演化	761
9. 空间飞行体与等离子体非稳态作用	764
10. 自引力系统的非线性结构	768
11. 等离激元诱发的自生磁场	775
参考文献	788
二十二、致密天体的吸积与喷流	卢炬甫
1. 引言	793
1.1 天体的吸积与喷流	793
1.2 致密天体吸积释能的高效率	796
2. 激变变星和 X 射线双星	799
2.1 双星中的物质转移与吸积盘的形成	799
2.2 激变变星中的吸积盘	802
2.3 磁化白矮星和中子星的吸积柱	804
2.4 X 射线双星中的黑洞	806
3. 活动星系核中的吸积	808
3.1 巨型黑洞存在的证据	808
3.2 吸积的发生与维持	810

3.3 厚盘和磁化盘	813
3.4 盘的辐射	816
4. 活动星系核的喷流	819
4.1 基本观测特征	819
4.2 传播过程	820
4.3 致密射电源	821
4.4 产生机制	822
4.5 关于活动星系核的统一模型	824
二十三、X 射线天文学中的辐射转移理论进展	
..... 尤俊汉 陈军锋	
1. 引言	830
2. 康普顿化扩散方程	832
3. 推广的 Kompaneets 方程	834
4. 新推广的 Kompaneets 方程	835
5. 应用举例	841
参考文献	843

一、90 年代的大型天文光学和射电望远镜

李启斌

(中国科学院北京天文台)

20 世纪下半世纪, 空间天文取得了天文观测中最突出的进展. 空间天文在波段的扩展以及分辨率和观测深度上的提高, 与地面天文观测相比, 具有很大的优势. 然而, 由于地面天文观测观测时间长, 设备成本相对较低, 因而可投入较多设备进行观测. 在观测量上, 空间天文有所不及, 因此它并不能取代地面天文观测, 而是和地面观测形成天文观测的相辅相成的两翼. 因此在国际天文界投入极大资金进行空间天文观测的同时, 地面观测也没有忽视, 地面的光学和射电两波段的观测仍是天文学中的基础性观测. 由于光学中的主动光学、自适应光学、薄镜面、镜面拼嵌等光学新技术和计算机控制技术的发展, 突破了镜面口径的长期局限. 天线面形控制、毫米波技术的发展和计算机通过卫星联网, 使射电天文在大天线研制和远距离干涉合成方面都取得突破性进展, 并且向毫米波和亚毫米波发展. 所以, 在 20 世纪 80 年代末和 90 年代初, 一系列大口径的光学望远镜, 长基线射电干涉仪, 毫米波阵纷纷投入研制, 形成了一个建造新一代光学和射电天文望远镜的浪潮.

1. 光学望远镜

1.1 美国的凯克 (Keck I) 10m 望远镜

这是一台口径为 10m 的望远镜, 是当前世界上已投入工作的最大的光学望远镜.

该望远镜的最大特点是镜面由 36 块六角镜面组成 (如图

1.1), 每块镜面口径为 1.8m, 厚度仅为 10cm, 通过主动光学支撑系统, 镜面保持极高的精度. 焦面设备有三: 由 256×256 碲化镉阵组成的 $1 \sim 5\mu\text{m}$ 的近红外照相机, 用 2048×2048 像素 CCD 作探测器, 可同时观测 30 个天体在 $3800 \sim 1100\text{\AA}$ 波长范围上光谱的低分辨率成象光谱仪 (LRIS) 和由三个高色散阶梯光栅及 2048×2048 像素 CCD 组成的高色散光谱仪 (HIRES).

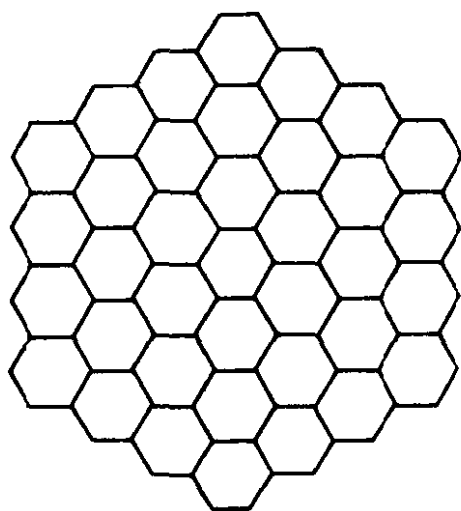


图 1.1 Keck 望远镜拼嵌镜面的排列

凯克望远镜因其主要经费由企业家凯克 (Keck W M) 捐赠 (9 400 万美元) 而命名, 望远镜由加州理工学院 (Caltech) 天文系和加州大学伯克利分校天文系管理. 望远镜安放在夏威夷的莫纳克亚, 1990 年 11 月 24 日开光, 拍得第一张天体照片, 那时还只装了 9 块镜面, 1991 年 11 月 7 日正式落成, 1992 年 4 月 14 日装上最后一块镜面. 使用该望远镜取得的头一个科学成果是 1993 年 3 月 20~27 日期间的近红外观测, 于 1994 年 1 月发表. 由于 1990 年 11 月的观测证明拼接技术成功, 1991 年 4 月, Keck 基金会决定再捐赠 7 460 万美元, 造一台 Keck II 望远镜, 同凯克望远镜放在一起, 以便做干涉观测. Keck I 定于 1996 年完成.

1.2 欧洲南方天文台甚大望远镜 (VLT)

欧洲南方天文台从 1986 年起开始研制由 4 台口径均为 8m

的望远镜组成的一台等效口径为 16m 的光学望远镜. 4 台 8m 望远镜排列在一条直线上. 其中每台 8m 望远镜的主镜焦比均为 $F/2$, 光学系统为 $R-C$ 系统, 有两个 Nasmyth 焦点, 焦比为 $F/15$, 视场为 0.5° . 还有一个折轴焦点.

该望远镜采用地平装置. 主镜采用主动光学 (如图 1.2) 系统支撑. 其指向精度为 $1''$, 跟踪精度为 $0.05''$. 镜筒重量为 100t, 叉臂重量不到 120t, 风速为 100km/h 时, 副镜形变误差为 0.4mm.

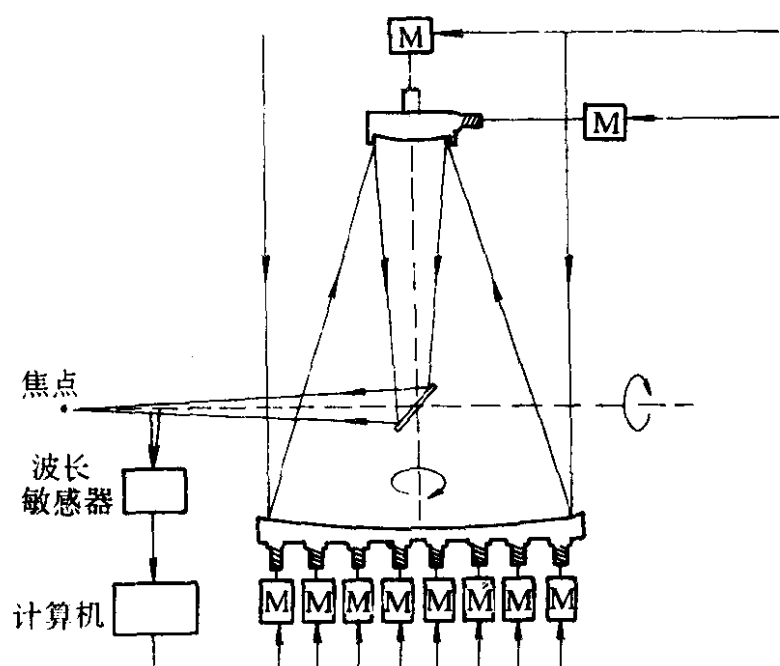


图 1.2 主动光学原理

该望远镜阵还可以组成一干涉阵 (如图 1.3), 可以两两干涉, 也可以每一个望远镜单独使用.

该望远镜计划于 2000 年完成.

1.3 双子望远镜 (GEMINI)

双子望远镜是以美国为主的一项国际设备 (其中, 美国占 50%, 英国占 25%, 加拿大占 15%, 智利占 5%, 阿根廷占 2.5%, 巴西占 2.5%), 由美国大学天文联盟 (AURA) 负责实施. 它由两个 8m 望远镜组成, 一个放在北半球, 一个放在南半球, 以进行

全天系统观测.

该望远镜的卡焦焦比为 $F/16$ ，视场为 $3.5'$ ，光谱范围为 $0.35\sim30\mu\text{m}$ ，象的质量为 $0.1''$ ；纳焦焦比为 $F/19.6$ ，视场为 $3'$ ，光谱范围为 $0.3\sim1.0\mu\text{m}$ ，象的质量为 $0.2''$ ；宽视场卡焦焦比为 $F/6$ ，视场为 $45'$ ，光谱范围为 $0.3\sim1.0\mu\text{m}$ ，象的质量为 $0.25''$ 。该望远镜按红外优先设计，要求发射率低于 4% 。光学部件设计要求在 $0.2\sim2\mu\text{m}$ 波长范围内， 50% 的能量集中在 $0.1''$ 内（包括跟踪和测量效应在内）。其主镜采用主动光学控制，副镜作倾斜镜快速改正，还将通过自适应光学系统使在红外区接近衍射极限。

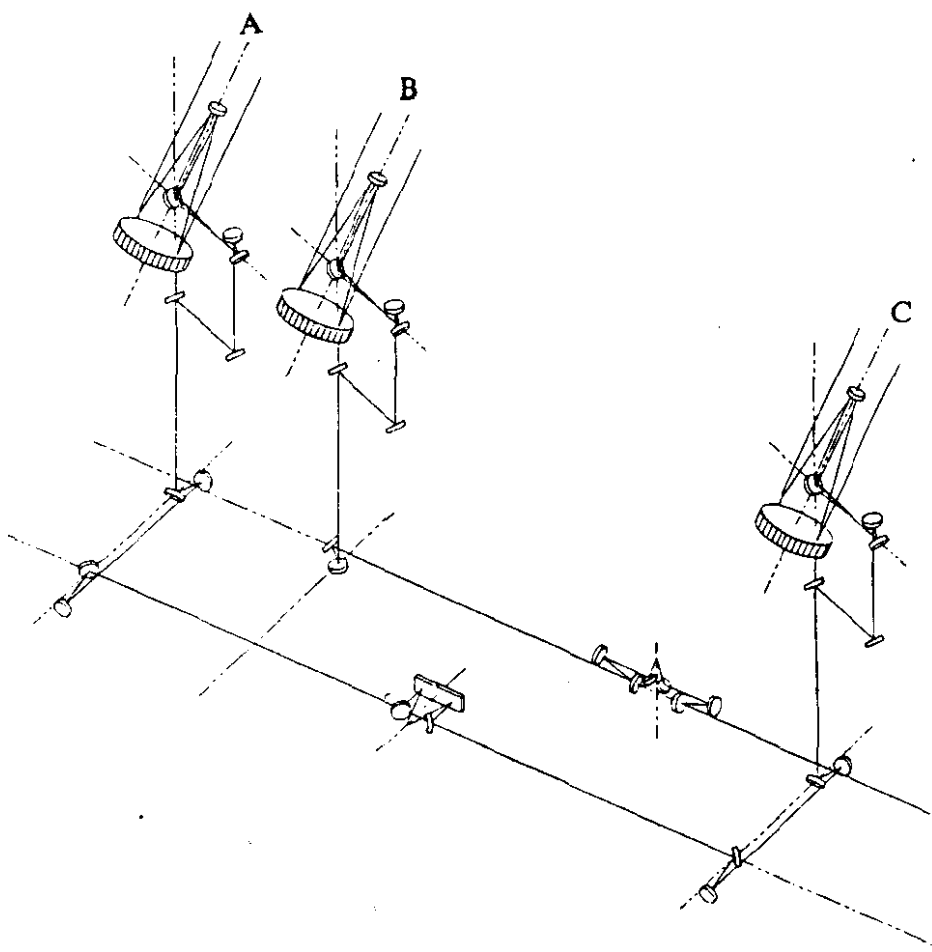


图 1.3 VLT4 台 8m 望远镜干涉光路

该工程于 1993 年 9 月开始启动, 计划第一台于 1998 年 7 月在夏威夷开光, 第二台于 2000 年 9 月在智利塞拉帕琼台址开光, 整个系统订于 2001 年验收后正式运转.

1.4 8.5m 光谱巡天望远镜 (SST)

1983 年宾夕法尼亚大学提出研制一台口径为 8.5m 的光学/红外光谱巡天望远镜的计划, 1985 年得克萨斯大学参加了此项计划. 这是一种专用型大口径低成本的装置, 望远镜将安装于麦克唐纳天文台.

该望远镜由 85 个口径均为 1m 的球面镜组成, 镜筒为直径 10m、长 13m 的桁架, 球面镜阵的光轴偏离天顶 30° , 镜阵可在水平方向作 360° 旋转, 因为麦克唐纳的纬度为 30° , 所以该望远镜可覆盖赤纬为 $-5^\circ \sim 65^\circ$ 的天区. 每次观测中, 方位角锁定不变, 通过望远镜顶部的跟踪装置实现跟踪. 这个装置在经过球差改正的焦面上运动, 从而跟随地球自转的运动, 跟踪时间一般为 1 小时. 在焦面边缘, 球差改正器不能接收全部反射光, 所以聚光面积随跟踪时间和赤纬而有所变化. 当赤纬为 30° 时跟踪 1 小时, 其平均有效口径为 8m.

这一设计的特点是桁架与铅垂线角度不变, 因而勿须做重力弯沉改正, 一个很大很重的光谱仪位于圆顶的下层, 不随望远镜而动, 从球差改正器上将聚焦的光束由光纤引导到光谱仪.

主要的附属仪器为三个光谱仪, 主焦上的长缝低分辨率光谱仪不通过光纤引导, 分辨率 $R (\lambda/\Delta\lambda)$ 为 $500 \sim 5\,000$, 光谱可旋转到任意方位角以补偿视场旋转. 用光纤引导一个中分辨光谱仪, 从紫外到 $2.2\mu\text{m}$, 分辨率为 $20\,000$. 还有一个高分辨率光纤光谱仪, 分辨率为 $R=60\,000$. 这项计划已经动工, 将于 1997 年完成.

1.5 日本的昴星团 8m 望远镜 (SUBARU)

SUBARU 是日本正在研制的一台 8m 光学/红外望远镜. SUBARU 在日文中意为“昴星团”, 有聚合、紧密的涵义.

该望远镜的口径为 8m, 主焦点焦距为 15.0m, 焦比为 $F/2$,

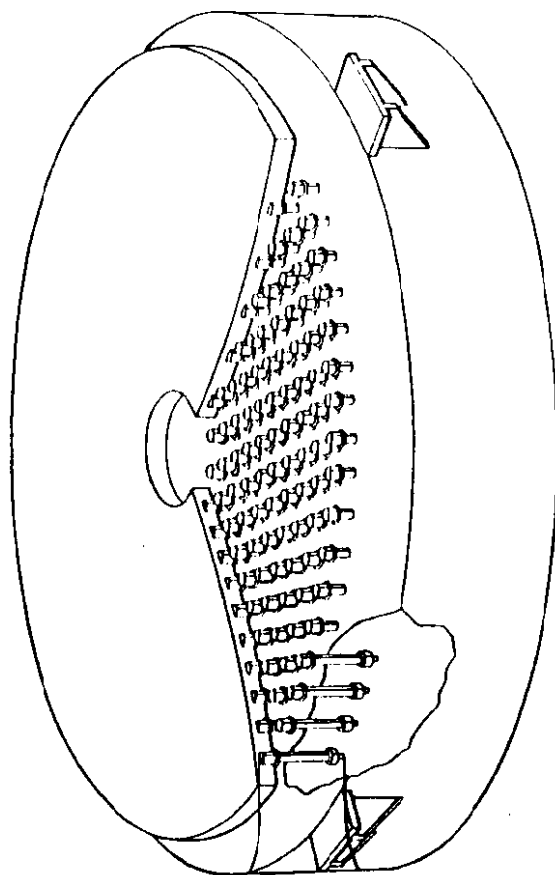
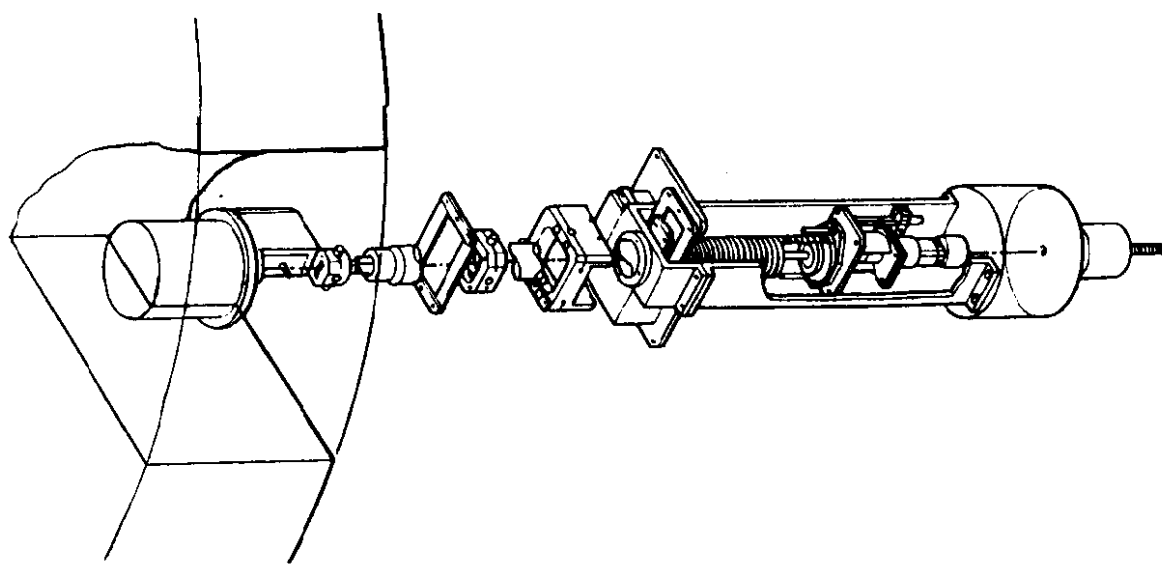


图 1.4 日本 8m 望远镜的主动光学支撑

视场为 $30'$ ，卡焦： $f=12.2\text{m}$ ，视场为 $6'$ ，纳焦： $f=12.6\text{m}$ ，视场为 $6'$ ，折轴焦距为 $F=12.6\text{m}$ ，视场为 $10''$ 。

该望远镜采用地平式装置，指向精度为 $1'$ ，跟踪精度为 $0.12''$ ，由以下四个部分组成：机械误差 $0.017''$ ，控制误差 $0.060''$ ，自动导星器误差 $0.033''$ ，风力误差 $0.050''$ 。

该望远镜有三个特点：一是薄镜面，通过主动光学和自适应光学可获得较高的成象质量（如图 1.2）。该望远镜采用主动光学系统，由 264 个高精度感应器和促动器组成，通过 Shack-Hartmann 测量系统检测星像，从而分析推算镜面变形，每 $1/10\text{s}$ 监测一次，通过调节器，补偿由望远镜指向变化引起的形变以及残余热应变和风压形变。这是使望远镜得到极好星像的保证， $0.1''$ 的 FWHM 的星像主镜误差主要以下四个部分组成，衍射像（ $\lambda=0.5\mu\text{m}$ ）角径为 $0.013''$ ，磨镜高阶残差为 $0.07''$ ，主动光学系统为 $0.07''$ ，Shack-Hartmann 系统为 $0.02''$ 。

第二特点是跟踪精度极高，可达 $0.1''$ 。

第三特点是观测室采用圆柱形，自动控制通风孔和空气过滤器，使热湍流的排除达到最佳条件。

该镜的光谱覆盖了从近紫外直到中红外（ $0.3\sim 30\mu\text{m}$ ）的波长范围。

该望远镜的机械结构采用 Serrurier 桁架，可使主镜框与副镜框在移动中保持平行。风压引起的振动是由顶部探测器探测风压引起的偏转，然后通过计算机操纵来补偿，由于这些特点，该镜的 FWHM 可达 $0.23''$ ，其中光学部件的误差为 $0.11''$ ，跟踪产生的误差为 $0.12''$ ，视宁度的误差为 $0.12''$ ，其他原因产生的误差为 $0.11''$ 。

该计划从 1991 年开始，预计 9 年完成，将安装在夏威夷的莫纳克亚，观测室已于 1992 年破土动工。

1.6 美-意大双筒哥伦布望远镜（Columbus）

美国亚利桑那大学和意大利阿策特里（Arcetri）天文台正合

作研制一台由两个口径均为 8.4m 组成的等效口径为 11.8m 的双筒望远镜. 主镜焦比为 $F/1.14$. 工作焦比有二: 一为 $F/5.4$, 另一为 $F/15$.

该望远镜将安装在美国亚利桑那州图桑东北, 预计于 1997 年建成.

2. 射电望远镜

2.1 毫米波阵列望远镜 (MMA)

毫米波阵列望远镜是一个由 40 台口径为 8m 的天线组成的环形阵. 总集光面积为 $2\,010\text{m}^2$, 角分辨率为 $0.07\lambda\text{ (mm)}$, 连续谱观测灵敏度可达 1mJy 以下 (如图 1.5). 天线精度为 $\lambda/40$ (在毫米波长), 指向精度为 $1/20$ 束宽. 40 台天线装在圆轨道上, 可沿轨道移动. 工作频率的重点范围是 $200\text{GHz}\sim 350\text{GHz}$, 宽带覆盖分别为 $30\text{GHz}\sim 50\text{GHz}$, $70\text{GHz}\sim 115\text{GHz}$ 和 $120\text{GHz}\sim 170\text{GHz}$. 可同时进行多频带操作.

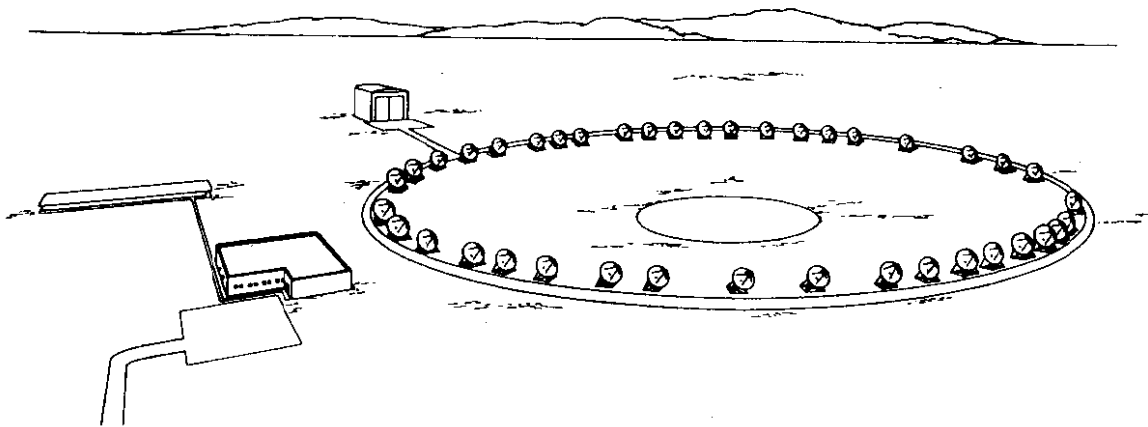


图 1.5 毫米波阵的排列

建造这个阵列望远镜其目的是要在分辨率上达到哈勃空间望远镜的亚弧秒级分辨率, 其灵敏度与当代的其他大射电望远镜相当, 并具有快速成象能力. 工作波长要短到亚毫米波波段, 即 0.8mm . 该毫米波阵将是世界上分辨率和灵敏度最高的毫米波射

电望远镜.

该毫米波阵所在的台址位于新墨西哥州干燥的戈壁上, 适于在 1mm 精确成象观测.

毫米波阵将可提供世界上最高分辨率和最高灵敏度的毫米波成象观测. 它将能观测到 $z=10$ 的星系热尘埃发射像, 可探测到 $z \geq 1/2$ 的星系的 CO 和 [C I] 发射线, 将以哈勃望远镜的分辨率揭示光学模糊的星系核的质量和运动学; 可观测到赫罗图的每一部分上的恒星光球发射; 可以证认出暗云中的恒星形成区, 分辨出小到 10AU 的云的碎片、原恒星和拱星吸积盘; 对金星和火星得出大气中风和温度的分布, 得到木星大红斑和卫星上的 HCN 辐射, 彗核、小行星及冥王星及其卫星的图象.

2.2 美国甚长基线阵 (VLBA)

甚长基线阵是美国建造的一个进行甚长基线干涉观测的阵列, 该阵列由 10 台相同的射电望远镜组成, 每台口径均为 25m. 这 10 台望远镜跨度大于 8 000km, 西起夏威夷的莫纳亚山, 东到卡里宾的维尔京岛, 10 台射电望远镜位置如图 1.6 所示.

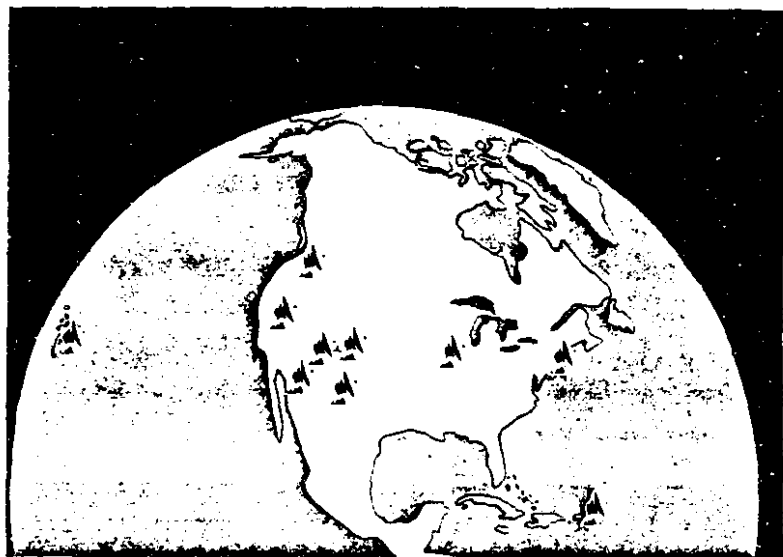


图 1.6 美国 VLBA 阵天线分布

每台射电望远镜的天线重 240t, 接收机由液氮冷却到绝对温度只有几度, 每站均装备有氢原子钟做为时间同步. 该阵列的操作中心设在新墨西哥州的索柯洛. 磁带数据高度压缩. 每个站都设有自动气象观测设备, 直接跟索柯洛中心联系, 警告气象条件对观测受到气象条件的影响和仪器的安全性.

其控制中心通过主计算机与各站的计算机联网, 选择观测频率, 开始和结束观测, 监视每台设备的运转情况. 所有的观测记录磁带读到相关器中, 把各站观测数汇集在一起, 构成干涉图象. 相关器处理能力为每秒 7 500 亿次乘法运算. 由相关器处理的产生的磁带传输到科学家使用的工作站进行分析研究.

甚长基线阵可以对类星体核心细节进行观测, 可以精确测定超新星爆发的碎片的进度. 它还可以用于研究大陆板块之间的相对运动, 从而了解产生地震和火山的过程.

甚长基线阵是美国国家设备, 由自然科学基金会提供经费, 供全美科学家使用, 具体操作由国立射电天文台执行.

2.3 多元微波联接干涉网 (MERLIN)

多元微波联接干涉网是英国的一个干涉阵网, 该网由 7 个站组成, 7 个站均在英国本土内 (如图 1.7) 基线跨度超过 230km, 每站装备类似的 25m 天线. 这个网一大特点是各站之间有微波连接, 观测信号直接通过微波发射到总部——焦德雷尔班克, 因而可进行实时处理.

该网极大分辨率在 6cm 波段可达 0.05". 总站的基本望远镜是焦德雷尔班克的 Lovell 望远镜. 自 1990 年秋, 安装于剑桥的 32m 望远镜投入该网. 32m 天线主面表面精度达 0.3mm, 是该网最新的一台设备, 设计和制造有很多先进之处, 副面反射器装有一个精巧的驱动装置, 可控制其运动并精确到 0.1mm, 接收机装在一个转台上, 可自动旋转到观测频率所对应的焦点上, 操作由遥控完成, 作为射电望远镜其跟踪精度也很高, 可达几角秒. 除剑桥的为 32m 外, 其他均为 25m 天线, 与 VLA 大致相同, 接收

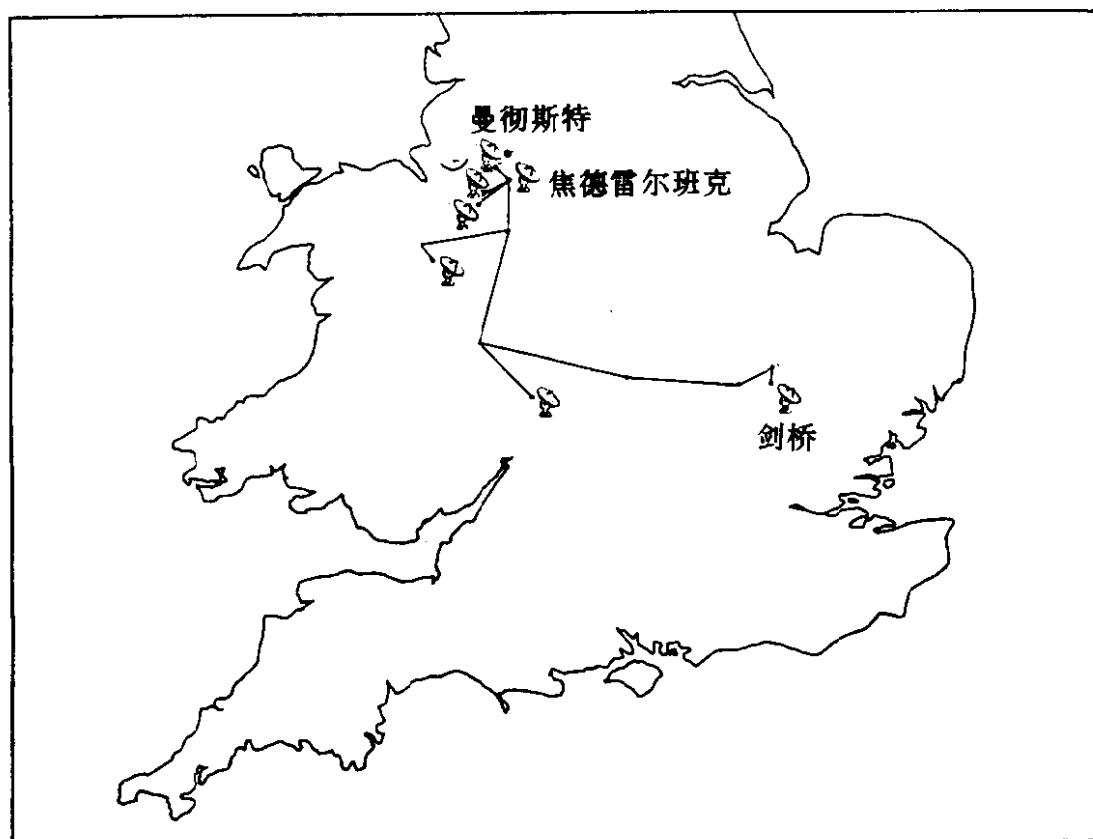


图 1.7 MERLIN 阵的天线分布

机均冷却到 14K. 除 Wardle 和 Defford 两台外, 所有望远镜的工作波长均可短至 13mm 波长, 达到 0.01" 的分辨率.

该网致力于研究射电星系和类星体内部细节. 另一科学目标是研究星际空间的气体, 尘埃中的分子, 红巨星中的脉泽斑, 以及遥远星系中心恒星形成区的非常强的超脉泽的图象. 该网从 1980 年开始工作.

2.4 欧洲甚长基线干涉网 (EVN)

欧洲甚长基线干涉网并不是一件独立的观测设备, 而是由各国射电望远镜联合进行甚长基线干涉观测的一种机制, 但是这种联合, 就起到了任何一家单独使用望远镜不能达到的作用, 实际上起到了一个大设备的作用. 因此在这里也把它看成一个大设备来加以介绍.

在 1993 年正式成立了欧洲 VLBI 联合研究所 (JIVE)，总部设在荷兰 Dwinglo 天文台，它是欧洲 VLBI 网的资料处理器和支持中心总部。

数据处理器有 32 个站，每站为 256Mb/s，或 15 个 1Gb/s 站或 8 个 4Gb/s 站。

JIVE 的一个作用是协调焦德雷尔班克，荷兰射电天文研究委员会和意大利的 Medicina 及 Noto 的硬件、软件活动。

上海天文台佘山天文站的 25m 射电望远镜已成为欧洲 VLBI 网的正式成员，乌鲁木齐天文站新建成的 25m 射电望远镜也计划参加 EVN 网（如图 1.8）。

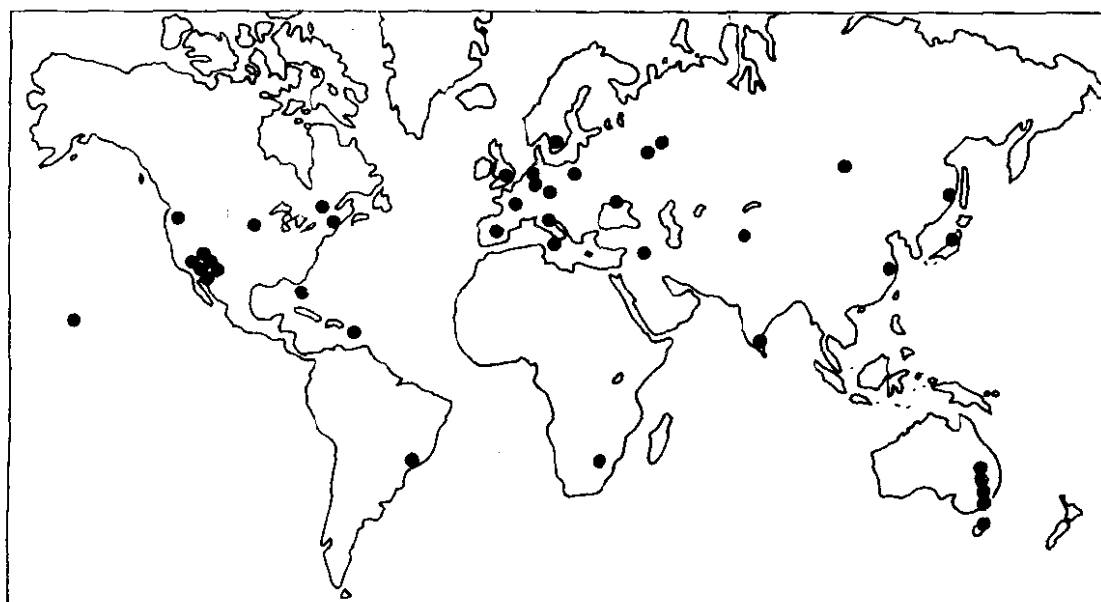


图 1.8 参加全球 VLBI 网的天文台位置图

2.5 印度的巨型米波射电望远镜 (GMRT)

印度已在 1994 年建成一个巨型米波射电望远镜阵，该阵是由 30 台口径均为 45 米的抛物面天线组成的，是一个综合孔径系统，其工作频率为 38MHz 到 1 420MHz 之间 6 个波段 (150, 233, 327, 610MHz)。面网为 0.55mm 的不锈钢丝，网眼大小为 10mm × 10mm 到 20mm × 20mm，总有效面积为 30 000m²。表面面形均方

根误差为 8mm.

该望远镜阵的角分辨率在 1 420MHz 为 $2''$ ，在 38MHz 时为 $75''$ 。均方根噪音在比 232MHz 高的频段仅为 10~20MJy。

焦距为 18.54m，采用地平式装置，其水平方向旋转速度为 $30^\circ/\text{min}$ ，垂直方向为 $20^\circ/\text{min}$ ，可在 40km/h 的风速下工作，在 133km/h 的风速下不致破坏。跟踪精度和指向精度在小于 20km/h 的风速下为 $1'$ 。

该阵的天线呈 Y 字形排列，18 台天线排列距离较大，另外 12 台位于 5km 范围的中心区，安装在德干高原上的普纳市之北 80km（海拔 650m，纬度 $19^\circ 06'$ 东经 $74^\circ 03'$ ）分布在 25km 的范围内（如图 1.9）。

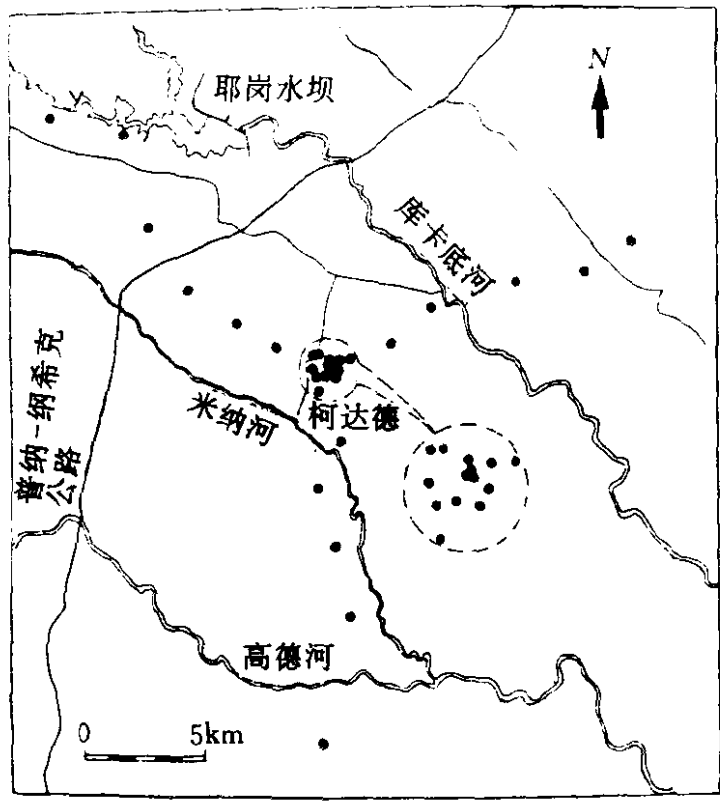


图 1.9 印度巨型米波射电望远镜的天线分布阵

该望远镜的两个主要科学目标是探测宇宙早期星系形成前原始星系高红移了的 21cm 中性谱线和大批毫秒脉冲星。除此之外，

该望远镜还将用于观测行星的射电爆发和射电源的行星际闪烁，从而研究太阳风。还将进行银道带巡天，观测射电星、米波变源。

3. 我国研制大型天文观测设备的方案

在新世纪即将到来之际，在新一代大型天文观测设备投入使用的大浪潮中，我国天文工作者也应该有所作为。作者在1992年提出“一天一地”的设想，即在本世纪90年代末至下世纪初叶，发射一个天文卫星，建造一座大型地面天文观测设施。1993年以来，我国天文工作者陆续提出了若干种方案的建议，经过反复讨论，把目标逐渐集中在以下五个方面。

3.1 硬X射线天文卫星

这颗硬X射线天文卫星的探测器工作波段为 $2\sim 600\text{keV}$ ，探测器有两个：一个是高能探测器，是复合晶体闪烁器，敏感范围为 $10\sim 600\text{keV}$ ，面积为 5400cm^2 。另一个探测器为中能探测器，为多丝正比室，敏感范围为 $2\sim 30\text{keV}$ ，有效面积为 1120cm^2 。在 100keV 处灵敏度为 $1.2\times 10^{-7}\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{keV}^{-1}$ 。能量分辨率 $E/\Delta E=8$ 。其成像方式不用X射线探射望远镜而是采用 $5^\circ\times 0.5^\circ$ 的准直器，通过扫描技术观测，用像重构技术而达到 $10'$ 的分辨率。定位精度为 $1'$ 。

运载探测器的是近地圆轨道，高度约为 550km ，倾角为 43° ，运行周期为 97min ，控制精度为 0.25° ，姿态测量精度为 $1'$ ，数据下行速率 10Mb/s ，机载存储器容量 1Gb 。

迄今为止，X射线天文卫星大多数都在软X射线波段工作。硬X射线波段，特别是 $30\sim 300\text{keV}$ 波段，是探测最少的一个X射线波段。SIGMA卫星，INTEGRAL卫星的成像仪器IMAGER以及HEAO1-A4、XEE卫星探测的能量达到硬X射线波段，但是灵敏度都较低。有的还不具备成像观测能力。因此，硬X射线天文卫星将成为在一个探测得很少的波段具有成像能力又具有较高的灵敏度的X射线探测设备。可望观测到 10^3 量级的硬X射线

源.

3.2 太阳空间望远镜

太阳空间望远镜的主体是一台口径为 1m 的望远镜和我国独特的两维偏振光谱仪, 配备软 X 射线、紫外、 $H\alpha$ 和太阳常量四个小望远镜为主要载荷, 用一个高度约为 500km 的太阳同步圆极轨道卫星. 揭示太阳活动本质的关键是弄清太阳高分辨率的磁活动.

该望远镜焦比为 $F/3.5$, 等值焦距为 30.7m, 共有 16 个通道, 工作波长为 $3900\sim 6600\text{\AA}$, 光谱分辨率为 $0.025\sim 0.05\text{\AA}$.

卫星重量约为 2.5t, 有效载荷为 1.5t, 大小为 $5.5\text{m}\times 1.5\text{m}\times 2\text{m}$, 功耗 1 000W, 指向精度为 $1'$, 数据率为 $500\times 10\text{b/d}$.

限于大气扰动, 地面上最好的观测条件也只能达到 $0.3''$, 大气外观测将可获得极限分辨率, 即 $0.1''$, 达到太阳大气结构的细胞尺度, 可以观察太阳磁流管的性质, 得到太阳上多层次的百千米尺度的矢量磁结构和流场分布及演化, 这对于揭示太阳活动规律有极重要的作用.

工作步骤是先用气球运载一台较小的同类望远镜进行试验.

3.3 $4\text{m}\times 4\text{m}$ 新技术望远镜

80 年代末以来天文光学上发展了一系列新技术, 其中最主要的是:

(1) 主动光学和自适应光学 主动光学可以补偿镜面形状指向变化时的重力变形和风荷变形, 自适应光学可补偿由于大气扰动的影响使望远镜接近极限分辨率, 而且可以采用薄镜面, 减少重力引起的应力和镜面重量 (如图 1.2).

(2) 轻型桁架结构 由计算机辅助工程系统可以实现最轻的桁架结构, 大大减轻支撑结构, 降低造价, Serrurier 发明的桁架结构可以使副镜与主镜在指向变动时保持平行.

(3) 计算机控制 最突出的一个优点是可采用地平式装置, 使望远镜结构大为简化.

(4) 大格式的阵列探测器, 光学波段的 CCD 量子效应已可达

80%，象元可达 $8\,096 \times 8\,096$ (通过拼嵌). InSb 红外阵 256×256 象元已较普遍， $1\,024 \times 1\,024$ 也即将实现.

(5) 光干涉技术

(6) 光纤传导技术

$4\text{m} \times 4\text{m}$ 新技术望远镜希望采用以上这些新技术，提高天文观测效率，从经济上降低造价，从技术上尽量发展这些技术，在天文技术上跟上去.

作为阵中的一台望远镜，其主镜口径 4m ，厚 15cm ，焦比为 $F/2$. 背面设 100 个促动器. 卡焦比为 $F/9$ ，视场为 $40'$. 有三个纳式焦点和一个折轴焦点. 加上主动光学系统后，80% 的光能集中在 $0.15''$ 内，加自适应光学后，红外的分辨率可达衍射分辨极限，可见光的分辨率可达 $0.1''$ ，倾斜镜可改正导星，其固有振荡达 20Hz .

具体工作步骤是先做一台 4m 新技术望远镜，然后在国力容许情况下发展成 $4\text{m} \times 4\text{m}$ 阵，通过光干涉技术使 4 台望远镜实现高分辨率天文光学观测.

3.4 大天区面积多目标光纤光谱天文望远镜 (Large Sky Area Multi-Object Fibre-Spectroscopy Telescope 简称 LAMOST)

这是一架有效通光口径为 4m ，焦距为 20m (焦比为 $F/5$)，视场达 20 平方度的中星仪式反射施密特望远镜，其结构如图 1.1 所示.

该望远镜工程包括光学系统、机械结构系统、控制系统、光纤系统、光谱仪和 CCD 系统、计算机集成和观测室系统等 7 个子系统.

光学系统：如图 1.1 所示，施密特系统主镜为球面镜，由曲率半径为 40m 的六角形的球面镜拼嵌而成，面积为 $6.7\text{m} \times 6.02\text{m}$ ，光轴固定在子午面上，与地平面交成 25° 角. 通光口径为 4m 的反射镜处于球心，也由切成六角形的平面镜拼成. 通过主动光学控制成为所需的非球面以消除球差. 望远镜的焦距 20m ，焦

比为 $F/5$ 。视场为 5° ，视场面积 20 平方度。焦面线直径 1.75m。

机械结构系统：望远镜的装置为卧式准中星仪装置。球面主镜固定不动，起施密特改正板作用的非球面改正镜的支撑为地平装置，焦面固定不动。

控制系统：通过计算机将时角变化转换为地平坐标，控制反射改正镜的运动在被观测天体在过中天前后跟踪 1.5h，同时控制焦面的旋转以补偿像场的旋转。

光纤系统：焦面上按观测对象的位置安装光纤头，将聚焦的星光引导到光谱仪的狭缝上，光纤数为 4 000 根。

光谱仪和 CCD 系统：在观测室楼下安装近 20 台低、中、高色散光谱仪，光纤的输出端排列在光谱仪的光缝上。光谱仪用高灵敏度 CCD 作接收器。

计算机集成：计算机集成将把包括完成数据采集，在线处理、数据压缩和离线目标识别等功能的计算机用网络集成。

观测室系统：考虑降低对视宁度影响的建筑结构的观测室要求满足观测、安装和调整系统的需要。

LAMOST 的技术特色是

1. 把主动光学技术应用在反射施密特系统，在跟踪运动中的实时球差改正，实现大口径与大视场兼备的功能，在 20 平方度视场内，边沿上最差的象质小于 $2''$ 是一个以前还没有过的设计思想和实践。

2. 球面主镜由多面曲率相同的球面镜拼接组成，反射镜也由多面平面镜拼接组成，比大镜面磨制容易；镜面也轻得多，重力变形量小。

3. 直径为 1.75m 的大焦面可容 4 000 根光纤，从而可同时观测 4 000 个天体的光谱，完成后在多目标光纤光谱技术上将是一个重大突破。

4. 用中星仪装置，有利于把施密特望远镜造成地平式（如图 1.2 所示）。地平结构允许把焦距做到很长。其效果是对大口径望

远镜也可以得到大焦比,可得到大的 $f^2\Omega$ (f ——焦距, Ω ——视场立体角),因而有大的测谱性能指数.

5. 地平结构的另一有利因素是焦面光纤架和光谱仪均固定不动. 光纤束也基本上固定. 因此可以设置多台光谱仪同时工作,并保持稳定、牢靠. 每次曝光 1.5h 后更换光纤板,也由于在固位光纤板架上操作而得到了简化. 机械上得到很大简化,因而可以降低造价,提高可靠性,节省建造时间.

LAMOST 的科学目标是实现光学波段大规模天体光谱开拓,利用大口径兼大视场的特点,争取在 SDSS 计划之后在光谱巡天的主导地位. LAMOST 把普测的星系极限星等推到 20.5^m,实现 10^7 个星系的光谱普测,以把极限星等比 SDSS 计划高出约 2 等左右,把观测目标的数量提高一个量级.

3.5 65m 射电望远镜

这架望远镜设计成为口径为 65m,工作波段从分米波直到毫米波. 天线设计有两种方案:一种是偏置格式抛物面天线,基本上参照美国国立射电天文台 100m 望远镜的设计. 其主抛物面为 71.452m \times 65m,副面为 5.6m \times 5.285m,焦比为 $F/0.6$. 另一种方案采用 90°偏置格式抛物面天线,主抛物面为 65m \times 91.5m,副面为 7.4m \times 5.5m,焦比为 $F/0.5$. 两种设计中均采用激光测量实时主动保形,使镜面精度达 0.25mm,天线效率在 7mm 以上达 50%,在 3.5mm 和 2.6mm 分别达 30%和 15%,第一旁瓣低于 -27db. 镜面采用激光补偿技术和偏置副镜装置,以克服指向变化引起的形变和减少遮挡电波. 接收机的工作波段为 91、49、21/18、13/3.6、10、6、5、2.5、2、1.3cm 和 7、3.5、2.6mm,包括自相关频谱仪和声光频谱仪、脉冲星接收终端、连续谱接收终端和 VLBI 终端.

台址准备选在我国低纬度地区,以期观测波恩和格林班克 100m 望远镜观测不到的南天天区,特别是银心区.

二、90 年代的大型空间观测设备

王 仲

(美国哈佛史密森天体物理中心)

天文学与天体物理学从本质上是一门观测性很强的学科。近年来由于应用物理、工程、空间技术及计算机科学的发展，为天文观测带来了崭新的活力。新型观测项目和设备的特点不仅在于向整个电磁光谱的各个波段延拓，而且在充分地利用最先进的技术手段，朝着前所未有的高灵敏度、高分辨率（包括角分辨率、时间分辨率和光谱分辨率）、大视场及多个天体同时观测的方向迈进。多波段的相关研究也逐渐成为分析天体的物理性质的必不可少的手段。本世纪最后 10 年中全世界范围内正在兴建并陆续投入使用的一系列大型天文观测设备，是当前天文学和天体物理学界研究进展的集中体现。这些项目的成功与否，极大地影响着有关学科的未来走向，也对 21 世纪开始时天文学与天体物理学的状况和趋势，有着决定性的意义。

1. 引言

天体物理学通常是指对太阳系以外的宇宙天体的物理状态、性质及其演化过程的研究。与其它大部分自然科学的领域不同，天体物理学所探讨的宏观现象是不能够依照人为安排的实验程序来进行的（计算机数值模拟除外），这一特点本身就意味着天体物理学是一门对于直接的观测工作依赖性极强的学科。从本世纪初对恒星的可见光谱进行系统的分析开始，天体物理学在研究对象、观测手段和分析方法上都有了长足的进步。特别是本世纪 60 年代以来，随着探测器技术、空间技术和计算机技术日新月异的发展，天体物理学的观测研究更是突飞猛进，经历着前所未有的蓬勃发展。

和几个世纪以前人们对于远洋航海充满着好奇心与探险精神一样，当代天体物理学是人类试图理解其自身所处的物质宇宙所作的不懈努力的结晶，也是文明社会中永无止境的求知欲望的一个象征。然而，除了对于自然科学及哲学研究的重要的理论意义之外，天体物理学的研究已逐渐成为许多先进技术学科发展新的实验手段的场所，许多新一代的望远镜和观测项目同时也是高精技术的大型综合体。从过去几十年的发展轨迹不难看出，新的望远镜设计或探测器技术，是产生天体物理学各领域中新发现、概念上的革新、以及理论上的突破的最主要的推动力。由于天文用途所激发而产生的技术成果，也通过各种途径惠及其它学科甚至工业部门的科技发展。这种基础研究与高精技术相辅相成、协调发展的关系，成为天文观测项目不断更新，规模逐渐增大，整个领域人才济济成果斐然的活力的来源。

进入 90 年代，天体物理观测研究大型化，多元化以及国际化的趋势方兴未艾。特别是对综合性强、用途较广和对传统的设计与技术有较大突破的项目有着广泛的需求。除了一直处于领先地位的美国及西欧诸国以外，日本、澳大利亚、加拿大，以及近年来经济发展较快，工业技术能力明显增强的西班牙、韩国、印度、墨西哥等国和我国台湾地区都在积极发展第一流水平的观测设备和项目。投入这些项目的资金则从几千万到几十亿美元不等，但也都具有相当的规模。许多国家是从科技发展战略的高度，以及是作为国力、财力及工业技术水平的象征来投入这些研究项目的，每隔 5 到 10 年都有相当一批重点设备陆续进入设计、兴建阶段或投入使用。

尽管如此，天体物理观测研究的发展也同其它自然科学的领域一样，是在摸索中前进的，越是技术新颖、突破性较强和规模较大的项目，所遇到的困难和承担的风险也就越大。虽然，大多数设备在兴建之前都经历过严格的科学论证和价值评估，但在实际建造和运转过程中的各种问题仍然在所难免。因而不断地总结

类似课题的经验教训，充分交流最新的进展情况，成为这一学科中研究人员的共识。

本文拟对 90 年代内兴建和投入使用的、具有国际先进水平的大型天体物理观测设备作一概括性的介绍，并作简单的评述。笔者将重点着眼于各个项目在整个天体物理学大框架下的特点和相对重要性，同时对它们之间的联系作一些观察。本文将较少涉及具体理论课题的研究，已经成熟并广为所知的观测设备，以及相关学科的一些大型项目（如空间科学-太阳系研究、高能物理、太阳物理、等离子体物理、核物理等）。限于笔者的能力及篇幅，对于各观测设备和项目只能作一般性的介绍，详细的资料和进展情况，希望读者通过有关文献作进一步的了解或直接与有关组织及人员联系。

2. 大型观测项目的特点

1932 年央斯基 (Jansky K G) 首次用无线电天线探测到来自银心的射电辐射，打开了在传统的光学波段之外进行天体物理观测的第一个窗口。60 多年来，天文工作者研究的光谱范围，已经延伸到几乎所有的波段。而且在每一个新开拓的频谱内，不管是地面上的观测还是超越大气层以外的空间观测，总是发现许多新的、特殊的天体，以及一些已知天体的新的物理性质。从某种意义上来说，多个波段的综合研究已经不仅是可能的，而且在许多课题上也是必需的手段。这一趋势反映到新的大型天文观测设备和项目上来，就是其频谱覆盖范围与观测手段的多样性，可以说这是当前天体物理观测研究工作的特点之一。

纵观最近一、二十年已经或将要投入使用的大型设备，可以说在每一个波段都有新一代的、开拓性的项目出现。然而在各个不同的观测窗口，所进行的研究工作有着不同的侧重点。就空间观测而言，因为技术上的难度比较大，观测项目的投资（包括总投资和相当于单位观测时间的投资）也往往很巨大。所以大多数

项目还处在探索性的阶段. 尤其在较新的频谱范围内, 如 γ 射线、远紫外、远红外等波段, 表现为巡天类型的观测占较大比重. 观测项目大多由仪器设备的研制单位所主持, 而公开让客座研究人员 (Guest Investigator) 参与主持的比例较小. 这种情况随着观测技术的逐渐成熟、设备的完善和可供使用的观测时间增多将逐渐改善. 例如空间望远镜 (HST) 和国际紫外探测卫星 (IUE) 就是比较成功的例子.

相比之下, 地面观测设备比较易于向大型化、多功能化发展, 项目所需的投资也相对少一些. 在比较经典的光学和射电波段, 除了建造新一代的大口径光学望远镜之外, 比较注重向专用型的设备发展, 如同口径甚长基线阵 (VLBA), 光谱巡天望远镜 (SDSS), 光学干涉阵 (Optical Array) 等. 而在较新的毫米波-亚毫米波, 以及近红外波段, 则在大力地发展新的探测器和探测技术, 包括阵列探测器 (Array Detectors)、干涉仪和光谱仪等. 同时, 为了寻求尽可能好的观测条件, 一些项目准备在象南极这样的特殊地点进行.

正在发展的新的大型设备的特点之二, 可以说是新技术的广泛应用和从研究到实用的快速转化. 作为自然科学基础理论的研究, 天文观测工作者历来享有较为自由、开放的技术交流, 较少受到门户之见和专利条款的约束. 这使得许多大型的设备与项目在设计、研制期间能够广泛地、充分地吸取现有设备的经验, 而尽可能的采用新的先进技术. 许多工业技术部门也乐于投入一部分人力和物力来支持有关的项目以达到验证其技术水平的非盈利性目的. 这一点以探测器的研制 (如光学、近红外和 X 射线所用的 CCD 元件、毫米-亚毫米波段所用的超导接收器等) 最具有代表性. 随着近年世界政治局势的逐渐缓和, 一些过去属于保密性质的用于军事或空间技术方面的新颖仪器设备和方法也逐渐转为民用并很快被吸收消化而应用到天文观测上来. 最近的一个例子是利用激光束在平流层大气中形成的象来作“人工导星”, 以改进望

远景成象的质量。这一项技术两三年前才从军事部门的“星球大战”计划中解禁出来，现在已成为几个新的大型望远镜设计中的组成部分。

随着新技术更新换代的时间越来越缩短，使得大型观测设备在设计过程中必须充分考虑各个部分的灵活性，使其能适应新一代装备的要求。比如探测器阵列的像元数目可能在几年之内成倍地增长，相应地望远镜光学设计和数据处理系统都得将这种因素考虑在内。这方面地面观测设备有着相当大的优点，这是因为地面设备往往所留的余地较大，设计上可以有很多灵活性，改动、拆换也比较容易。而空间观测项目设计周期长，从定型到实际运行往往长达5到10年，使得其受到技术老化的影响也比较严重，而且越是大型的空间项目，这种情况也就越明显。空间望远镜为了缓解这一矛盾，采取了主要仪器设备设计成可撤换型的办法，计划每隔5年左右用新的仪器替代旧的继续工作。但是由于仪器的撤换需要依赖专程的航天飞机（Space shuttle）的飞行和宇航员的高难度的操作，这一设计思想的现实性也遭到越来越多的批评。从这个角度出发，许多专家认为空间观测项目不宜继续向“大而全”的方向发展，以免陷入使用过时技术的被动局面。

有人说，现在的天文观测工作正在逐渐变成类似于实验高能物理研究那样的“大科学”。也就是说，从整个天文界来看，大型观测项目和设备所占的人力，物力资源的比重在不断地增加。这是目前这一领域中发展的另一个特点。随着研究内容的深入，对新型、大型设备的需求也自然地在增长。这些项目和设备的复杂性和设计规模决定了主建单位必须投入相当大的力量和相当长的时间进行研制及维持运行。由于费用的增加和人力的限制，越来越多的项目是由两个以上的单位（组织）协同进行，甚至是几个国家联合研制，共同维持。这种协作型建设的好处之一是可以充分利用各家的特长，例如伦琴X射线卫星（ROSAT）是一架由德国制造的卫星，但同时载有美国和英国天文机构提供的观测仪器，

并由美国运载火箭发射送入轨道。因而其观测时间及成果就主要由德、美、英三国的科学家共同享有。

多组织和国际性合作也大大促进了技术和信息的交流，使得许多大型项目的软、硬件设计统一化、规范化，有利于最大限度地发挥其科学应用价值。从建设和运转的投资角度来看，因为这些设备和项目都是非盈利性的，所以在协作合同中采用分摊的办法集资，也可以较好地避免主办单位由于临时财政问题而对项目建设的冲击，从而导致了较理想的长期稳定性。但是，大型项目的协作开发也往往有总体费用较高、意见纷纭、不易调度安排及人员设置重复等缺点。从技术的角度看，协作研作的直接结果，是使得这些项目和设备有向多用型、普适性方向发展的趋势。这往往是不同的参与者有自己的特殊兴趣和研究方向的结果。因此，一般情况下设计为专门用途的设备不倾向于有多家组织的协作开发。

近 10 年来，西欧和日本等国对于发展大型观测项目花了相当大的力量，比如日本国立射电天文台为研制 5 台 10m 射电望远镜组成的毫米波干涉仪（Nobeyama Millimeter Array）就花了超过 1 亿美元的投资，远比在美国技术条件比较成熟的同类设施所需的费用要高。由于科研体制的关系在德、意、法、英、日以及加拿大和澳大利亚这些国家，天文项目的投资往往全部由政府部门主持的国立天文台或研究所主办，由政府的科研或教育部门直接投资兴建，即作为“国家的”项目进行。这样比较容易集中科研的力量，争取最好的条件（仪器设备、台址等）。从整个学科而言，也有利于全面的规划、均衡发展，资源与经费比较有长期的保证。与此恰成对照的是在天体物理观测上一直占主要地位的美国天文学界的情况。除了美国国家科学基金会（NSF）支持的光学、射电两大天文总台（NOAO, NRAO）之外，许多中、大型的地面天文观测项目和设备是由美国各著名大学为主体进行的，其研制过程，从设计、试验建造和运行都由学校所属的天文台或实验室负

责，其经费也很大程度上由学校从各种途径集资筹办，国家科学基金会只提供不到 50% 的帮助有时甚至不参与“赞助”。例如著名的夏威夷莫纳克亚山（Mauna Kea）上的 10m（Keck）光学望远镜和亚利桑那大学的光学镜片实验室（Mirror Lab），都是这一类的设施。至于空间观测的项目，虽然经费基本上由国家宇航局（NASA）拨款，操纵控制也由宇航局所属的空间中心负责，但实际的仪器研制和投入使用之后的具体观测管理，也趋向于由独立于政府机构之外的学校和研究单位主持。这样的体制对美国这样一个工业技术基础雄厚、科研单位众多、研究人材荟萃的国家，也有相当多的好处。首先是避免了政府机构过多的负担。国家办的各大天文台较多地扮演提供咨询、技术上的支援与服务的角色，也注重于帮助规模较小的学校或研究者个人，为他们提供条件。而很多技术上的创新观测项目的探索和新设备的研制都由独立的研究机构（大学）领衔。这对提高那些科研力量较强的大学（Research University）的名声，发挥其人才的潜力有着很大的作用。更重要的是学校主持的研究项目自然而然地吸引许多研究生和博士后等年轻一代的直接参与，为培养科研的新生力量创造了条件。美国天文学会，国家科学院和科研委员会（National Research Council）虽然也广泛地组织专家委员会讨论各学科的发展状况，但这些大多是临时性的、没有行政权力的机构，主要的是作一些战略性的指导，提出推荐、建议和评介。和其它国家相比，美国同类型的天文观测设备和项目常常是有一个以上的计划在上马，有时显得规划性不足，非政府来源的经费也时常碰到长期稳定性的问题，使项目的内容和参与的组织经常在变动。总的来看，虽然美国在天体物理观测的研究领域内仍占有主导地位，但其近年来的发展速度不如其它国家快，在一部分研究课题上，这些国家，尤其是象欧洲国家联合力量组织的欧洲南方天文台（ESO）这样的科研组织，已经逐渐发展出和美国实力相当的第一流观测设备和项目。

在大型项目的组织上，由于主办单位、经费来源与项目内容的差别，也产生了各种不同的形式。但通常有以下两种基本形式。一种是由一个单位主持、统筹安排整个项目的研制、运行。项目的主要负责人及科研中心也设在该单位，即使有其它的协作单位，也往往限于某一仪器设备的研制，以及经费上的支持。另一种是由几个协作单位共同组成一个相对独立的研究机构（中心）负责与项目有关的各项工作，例如美国芝加哥大学等几个单位组建的南极天体物理研究中心（CARA），以及英国荷兰等国在夏威夷成立的联合天文中心（JAC）等就属于这种类型。通常每一项目有一个主持人（Principal Investigator 简称 P. I，在有些情况下为天文台或科研中心的主任——Director），以及一名首席科学家（Project Scientist）。后者其实往往是经办日常事务的主要负责者。科研工作以外的事务通常还有项目经理（Project Manager）来操办。另外工程方面、仪器及计算机软件方面都有专人或小组负责。

观测设备投入正常运行之后，一般研制者有一段时间的优先使用权，根据项目的不同从几个月到一年以上。以后的观测时间则往往在不同程度上开放给其它研究人员使用。由政府经费资助的项目，往往被要求必须这样做。而由某些单位独立经营的项目，如私立大学兴建的望远镜，则可能只限于有关单位内部的人员使用。望远镜的时间分配，一般由独立的审议委员会（Time Allocation Committee 简称 TAC）决定，根据研究者所提出的课题的科学价值及现实可能性来取舍。一般大型项目在观测时间公开时都有比较强的竞争以取得观测机会，申请者所要求的与实际可能的观测时间之比（Oversubscription Rate）往往是 4 : 1 或 5 : 1，有时甚至更高。观测数据通常是在一段时间内为提出该项目的研究人员所拥有，但一、两年之后，这些数据就成为有关单位（天文台）的财产，大都向外界公开，有兴趣的人士可以设法调阅。随着目前全球性计算机信息网络的快速发展，利用这类所谓“档案数据”（Archival Data）的研究也将日益增多。

3. 高能天体物理的观测项目

3.1 康普顿 (γ 射线) 空间天文台 (简称 Compton GRO 或 CGRO)

康普顿空间天文台是由美国戈达德 (Goddard) 空间飞行中心高能天体物理实验室负责研制, 并以美国物理学家亚瑟·康普顿 (Compton A H) 的名字命名. 1979 年开始设计, 1991 年 4 月由航天飞机“大西洋号”送入地球轨道, 并开始正常工作. 卫星的设计寿命为 5 年, 但若仪器工作正常可延续工作更长时间.

康普顿空间天文台是美国宇航局计划在 90 年代送入地球轨道的 4 座巨型空间天文台中的第 2 台. 与在它之前的哈勃空间望远镜 (90 年发射), 以及计划中的高等 X 射线天体物理设备 (AXAF) 与空间红外望远镜 (SIRTF), 统称为 Great Observatories 计划. 它们是美国航天部门大力支持天体物理学观测研究工作的集中体现, 也是八、九十年代大型、普适型空间天文观测项目的代表作.

由于地球大气层的吸收, γ 射线的天文观测只能通过高空气球和人造卫星搭载的仪器才能进行. 因此 γ 射线天文学是只有近 30 年历史的新兴学科. 康普顿空间天文台的主要任务是进行这一高能波段的首次巡天观测, 同时也对较强的宇宙 γ 射线源进行高灵敏度、高分辨率的成象、能谱测量和光变测量. 它所配备的 4 台仪器在规模和性能上都比以往的探测设备有量级上的提高, 这一项目的成功正为高能天体物理学的研究带来深刻的变化, 也标志着 γ 射线天文学开始逐步进入成熟的阶段.

由美国宇航局马歇尔 (Marshall) 空间飞行中心研制的仪器“爆发和暂现源实验” (Burst and Transient Source Experiment, 简称 BATSE) 主要用于测量 γ 射线爆的方向与光变. 它由 8 个相同的碘化钠闪烁器组成, 并被安装在卫星 (长方体) 的 8 只角上. 其能谱测量范围为 $30\text{keV} \sim 2\text{MeV}$. 时间分辨率达到 μs 量级. 它通

过 γ 爆在 8 个探测器中产生的光电效应来确定其强度及方向. 其角分辨率依 γ 射线源的亮度而不同, 对于一般的弱源大约在 5° 左右. 迄今为止, 这台仪器已经连续测到了近 800 个宇宙 γ 射线爆, 超过了以往所有探测到的总和, 这些源的空间分布几乎各向同性, 而其强度分布不符合任何一种现有理论模型的预测, 能谱分布与光变性质又千变万化, 使得解释 γ 射线爆现象成为目前高能天体物理中亟待解决的重大理论课题之一.

可变向闪烁光谱仪实验 (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment, 简称 OSSE) 由美国海军实验室等几个单位研制. 用来研究较低能谱 ($50\text{keV} \sim 10\text{MeV}$) γ 射线爆的发射线光谱. 它由 4 台可独立指向的大型碘化钠晶体探测器组成, 每台探测器的视场都是 $4^\circ \times 11^\circ$ 的范围, 而其指向可在 110° 的范围内变化. 在对超新星爆发现象所产生的不稳定同位素的 γ 射线光谱的观测中, OSSE 精确地测定了 Co-56 和 Co-57 的半衰期, 从而为超新星爆发过程中的重元素合成理论提供了有力的证据, 也间接地支持了宇宙起源的大爆炸模型. OSSE 还探测到来自银心方向的, 由正负电子对湮没所产生的特征谱线—— 511keV 的 γ 射线光子.

德国马克斯-普朗克研究所等几个单位为康普顿天文台研制的是在 $1\text{MeV} \sim 30\text{MeV}$ 范围内工作的成象望远镜 (Imaging Compton Telescope 简称 COMPTEL). 这台仪器利用 γ 射线光子在两层不同材料制成的闪烁器中的散射与吸收来进行成象及能谱测量, 有着视场大 (达 1rad) 和角分辨率好的特点. 利用 COMPTEL 来观测银盘中放射性同位素 Al-26 衰变时产生的 γ 谱线, 以及 γ 射线的连续谱, 作出了高分辨率的分布图, 这对于银盘中, 尤其是银心方向超新星遗迹以及大质量恒星的分布与演化有着重要的意义.

在更高的能谱 ($30\text{MeV} \sim 30\text{GeV}$) 范围内, 康普顿空间天文台配备有由戈达德中心等单位协作制造的高能 γ 射线实验望远镜 (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope, 简称 EGRET). 这

台仪器实际上相当于利用高能光子产生的正负电子对的轨迹来进行测量的多层火花室。它的特点是能够有效地区别 γ 光子与空间的宇宙线粒子所产生的效应，并且有非常高的角分辨率与时间分辨率。EGRET 主要用于探测在极高能量范围内 γ 射线源的全天分布。迄今为止，象著名的射电活动星系 3C279 的闪耀核 (Blazar) 类型的源已有几十个被证认。另外如 γ 射线脉冲星的发现与测量，及对大、小麦哲伦云的弥漫高能 γ 射线的观测都被认为是具有开创性意义的高能天体物理实验。

康普顿空间天文台自开始工作两年多来基本运行情况良好。主要仪器达到或超过设计指标，并已取得了许多有重大科学价值的结果。美中不足的是其机载磁记录装置失灵，因此数据只能通过卫星实时转播送回地面，降低了观测工作的效率。随着巡天观测与研制单位优先观测项目的完成，一半以上的观测时间将开放给整个天文界申请使用。已有的数据也将在一年的专用期过后成为公开的资料供科研工作者索取、查阅。

3.2 新一代的 γ 射线望远镜 INTEGRAL (International Gamma Ray Astrophysical Laboratory)

受到康普顿空间天文台成功的鼓舞，欧洲和美国的科研机构合作制订了这一新的 γ 射线望远镜计划，准备在 2001 年利用俄罗斯的运载火箭送入太空。1993 年欧洲共同体宇航局 (ESA) 选定 INTEGRAL 作为其名为“公元 2000 年地平线”(Horizon 2000) 的长期空间科学计划的主要项目，并批准了欧美、俄联合完成的前期研制 (Phase A Study) 报告。这一决定显示了欧洲宇航部门和科学界对高能天体物理的空间观测的重视与信心，也为康普顿天文台之后 γ 射线天文学的进一步发展奠定了基础。

和康普顿空间天文台相比，INTEGRAL 在设计思想和科研方向上都有显著的不同之处。首先是采用俄制火箭以达到 $5 \times 10^4 \text{ km}$ 以上的远地轨道。这样在长达 72h 的运行周期内，可以进行 40h 以上的连续观测而几乎不受到地球遮挡和近地辐射带的影

响. 它所配备的两台主要仪器: 锗晶体光谱仪和碘化钠成象仪, 都比较侧重对单个 γ 射线源进行深入细致的研究. 在 $15\text{keV} \sim 10\text{MeV}$ 的能谱范围内, 其光谱仪的分辨率 ($E/\Delta E$) 将达到 500, 成象仪的角分辨率达到 $17'$. 这些加上比康普顿空间天文台增加近一个量级的灵敏度使得计划中的这台望远镜将能有效地弥补现有 γ 射线天文仪器的不足之处. 尤其是发射源的证认 (与光学、射电及 X 射线观测比对), 和谱线物理参数的测量. 此外, INTEGRAL 将对银盘及银心进行 γ 谱线和连续谱的高灵敏度成象, 并首次提供在 γ 射线波段进行偏振测量的机会.

在研制进程上, INTEGRAL 将与新一代的 X 射线望远镜 XMM (X-ray Multi-Mirror Mission) 配合进行. 目前, INTEGRAL 正进入仪器建造的招标阶段. 预计仪器的研制将于 1998 年完成, 经过两年的组装与测试, 进入发射和使用阶段.

3.3 伦琴 X 射线天文卫星 (Röntgen Satellite, 简称 ROSAT)

伦琴 X 射线天文卫星是由德国几个科研机构主持, 通过和美国、英国的几个研究单位合作研制的空间高能天体物理卫星. 以 X 射线的发现者、德国科学家伦琴 (Röntgen W) 的名字命名. 70 年代中期开始设计, 原拟采用航天飞机作运载工具, 后改为利用美国德耳塔 (Delta) 型运载火箭于 1990 年 6 月送入地球轨道, 并开始正常工作, 轨道半径约 600km, 周期为 96min, 设计使用寿命为 6 年.

X 射线天文学自从 60 年代开始发展以来, 经历了 70 年代末期以高能天文台 1 号 (HEAO-1)、2 号 (HEAO-2, 又称爱因斯坦天文台) 两颗卫星的成功发射为标志的观测活动高潮. 经过一段时间的相对平静之后, 这个波段随着 ROSAT 和其它几个项目的陆续投入使用, 正在面临着新的观测活动的收获期.

X 射线的高能光子也和 γ 射线一样, 几乎完全被地球大气层所吸收. 十几年前的高能天文台卫星, 首次进行了 X 射线波段的

巡天观测。尤其是爱因斯坦天文台，对各类 X 射线天体进行了成象与光谱的观测，使这一波段的观测研究向前迈进了一大步。从设计原理上看，ROSAT 与爱因斯坦天文台的成象仪器系统有很多相似之处，但在工艺技术上有了很大改进，因而一些关键性的技术指标及观测效率也有相当大的提高。望远镜的镜面外径为 84cm，焦距为 240cm。

由德国马克斯-普朗克研究所制作的两台方位灵敏正比计数器 (Position Sensitive Proportional Counter, 简称 PSPC) 是伦琴卫星在软 X 射线波段 ($0.1 \sim 2.0\text{keV}$) 进行巡天观测的仪器。由于望远镜的镜面质量很高，其大面积成象的灵敏度比爱因斯坦天文台高近两个数量级，定点观测的灵敏度则可高近 3 倍。这两台正比计数器每台有 $30''$ 的角分辨率和 2° 的视场，因此巡天成象观测的效率也很高，在其已完成的软 X 射线全天成象中，探测到 6 万多个 X 射线源。为系统地研究 X 射线天空的物理性质创造了条件。

曾经主持研制爱因斯坦天文台成像仪器的美国天文学家为 ROSAT 配备了一台新的高分辨率成象仪 (High Resolution Imager 简称 HRI)。这台仪器虽然与它的前身相似，但是有较高的量子效率。在其工作的能谱 ($0.2 \sim 2.0\text{keV}$) 范围内，它的二维成象视场可达 $36''$ ，而角分辨率可达 $3'' \sim 5''$ 。在 1.0keV 波段它的效率相当于 45cm^2 的有效接收面积 (望远镜的总接收面积为 1140cm^2)。同时，为了研究时标很短的 X 射线光变，这台仪器可达到 $62\mu\text{s}$ 的时间分辨率。由于两台 PSPC 预计将在 93 年年底停止工作 (所载的致冷气体耗尽)，HRI 将成为 ROSAT 卫星继续工作的主要观测仪器 (在此之前，HRI 的观测仅占总观测时间的 15%)。

另外，ROSAT 还载有工作在 $50 \sim 210\text{eV}$ 波段的远紫外广角照相机。这台由英国莱斯特大学研制的仪器主要用于观测 X 射线天体在较低能量波段的性质。

除了完整地采集软 X 射线巡天的资料之外, ROSAT 也对一些局部的天区进行了纵深观测. 所达到的灵敏度比巡天观测的灵敏度高近百倍. 在 $0.5 \sim 2.0 \text{ eV}$ 的范围内, 发现的 X 射线点源密度达 $400/(\text{°})^2$ 以上, 并且大部分为红移较大的类星体. 这些观测为进一步了解 X 射线背景辐射的来源提供了条件. 从 1992 年开始, ROSAT 的主持单位公开征集客座观测项目, 并逐渐增加了对单个天体进行观测的时间. 到 1993 年下半年本文截稿时止, 这台卫星已经对 X 射线天体物理学中一系列比较重要的天体, 如超新星遗迹, 脉冲星球状星团, 星系, 星系团及活动星系核作了大量的成象观测, 在灵敏度和分辨率上都超过了以往的数据资料. ROSAT 的两个主要的数据中心分别设在德国马-普地外物理研究所和美国马里兰州的戈达德空间飞行中心. 其中又以马-普研究所为负责基本数据处理及编制巡天图表的主体. 巡天结果暂未公开发表.

3.4 高等 X 射线天体物理设备 (Advanced X-ray Astrophysics Facility, 简称 AXAF)

高等 X 射线天体物理设备是美国宇航局在本世纪末以前规划的最重大的高能天体物理空间观测项目, 也是美国继爱因斯坦高能天文台之后重新在这一领域中建立领先地位的关键一步. 目前, 这个项目由 AXAF-I (成象) 与 AXAF-S (摄谱) 两颗卫星组成, 将分别于 1998 和 1999 年由运载火箭载入空间轨道进行观测.

在原先的设计中, AXAF 作为新一代的 X 射线望远镜及四座“巨型空间天文台”之一, 也反映了象哈勃空间望远镜那样“大而全”的思想, 准备集多项仪器设备为一体, 并由航天飞机载入近地轨道, 还可定期进行太空中的维修与撤换部件. 但是这一计划所需费用十分昂贵. 在美国政府削减经费的压力影响下, 又吸取了哈勃望远镜的经验教训, AXAF 的研制单位终于在 1992 年对原设计进行了重大修改. 新的计划包括将 AXAF-I 送入 $6 \sim 1 \times 10^5 \text{ km}$ 的远地轨道, 以及不再准备中期的维修. 这样预计可使整个

项目的总投资从原先的 60 亿美元降到 30 亿美元以下(按 1993 年的币值计算)。

AXAF-I 卫星的最大特点是提供在 X-射线波段的前所未有的角分辨率,其预定指标是 $0.5''$,相当于地面光学观测最好的分辨率(干涉仪除外)。这对于证认 X 射线源天体有着重要的意义。这颗卫星将包括两台仪器:高分辨率照相机(High Resolution Camera,简称 HRC)采用传统的微通道板成象,其视场为 $34'$ 见方,工作能谱在 $0.1 \sim 8.0\text{keV}$,在 1keV 的有效接收面积为 350cm^2 。另一台是 CCD 成象光谱仪(AXAF CCD Imaging Spectrometer,简称 ACIS),用先进的 X 射线 CCD 成象技术,其特点是灵敏度非常高。这台仪器的视场为 $16'$ 见方,每个 CCD 象元相当于 $0.36''$ 见方。其工作范围为 $0.3 \sim 10.0\text{keV}$,在 1keV 的有效接收面积约为 500cm^2 。两台仪器都配备有可置于光路中的物端色散光栅以进行光谱成象,其能谱分辨本领($E/\Delta E$)在 $10^2 \sim 10^3$ 之间。这些仪器分别由宾州大学,麻省理工学院和戈达德中心等单位研制,而 AXAF-I 卫星本身由休斯公司和 TRW 公司等制造及组装。

AXAF-S 卫星主要用于高灵敏度、高光谱分辨率的光谱观测,在 $0.3 \sim 10.0\text{keV}$ 的范围内,其设计能谱分辨率达 10eV 左右。它只包括一台仪器,即光谱仪(X ray Spectrometer,简称 XRS)。其镜面的效率很高,但角分辨率要求不高,大约在 $1'$ 左右。AXAF-S 将在近地轨道运行,它的主要研制单位是美国宇航局所属的马歇尔空间中心。

在没有中期维修的情况下,AXAF-S 由于冷却液体的消耗只有 3 年的工作寿命。AXAF-I 也因所携的轨道调整用的推进气体燃料有限,只能有 5 年的工作时间。尽管如此,新设计的两颗 AXAF 卫星仍将能够完成原设计中所预期的大部分科学研究的内容。

3.5 多镜面 X 射线望远镜 (X-ray Multi-mirror Mission, 简称 XMM)

这是欧洲共同体宇航局“公元 2000 年地平线”计划中的另一个主要空间观测项目。它从设计上看与 AXAF 有相辅相成的效果。其特点是卫星共载有 3 套镜筒 (mirror module), 因而总的接收面积特别大, 同时这架望远镜还载有能同步进行紫外与光学波段观测的设备, 目的在于进行多波段的综合研究。和 AXAF 计划相比, XMM 的角分辨率与光谱分辨率都较低, 但进行弱源的成象及中等色散的光谱分析都非常有利。按目前的计划, 这架望远镜将于 1999 年由俄制火箭送入远地轨道, 时间在 AXAF-I 与 AXAF-S 之间。如果按时完成, 本世纪末将是 X 射线观测的丰收之年。

目前正在进行研制的有 3 台与 XMM 配套的观测仪器。其一是由意大利负责建造的光子成象仪 (European Photon Imaging Camera, 简称 EPIC)。这台仪器的能谱范围在 $0.1 \sim 10 \text{ keV}$, 并分别与 3 套镜筒相匹配。由于应用了 CCD 阵列探测器, 以及充分利用 XMM 大镜面的长处, 这台成象仪器的灵敏度非常高, 在 1 keV 的总有效接收面积将高达 3000 cm^2 。这意味着它可以只用 $1/10$ 的观测时间, 就达到现在 ROSAT 卫星成象观测所达到的灵敏度。它用来作为 X 射线纵深观测的工具是非常理想的, 它的视场为 $30'$ 。

另一台仪器是由荷兰科研单位制作的反射光栅光谱仪 (Reflection Grating Spectrometer, 简称 RGS)。其光谱范围为 $0.3 \sim 2.0 \text{ keV}$, 分辨本领在 $100 \sim 500$ 之间。根据 XMM 的设计, 光谱仪将能与成象设备同时进行观测。

第三台仪器是英国研制的光学望远镜 (Optical Monitor, 简称 OM)。可以同时进行紫外与可见光波段的成象与低色散 (棱镜) 光谱测量。其探测器采用两块不同光谱范围的 CCD。在蓝端 ($1600 \sim 5500 \text{ \AA}$) 的视场为 $17'$, 分辨率为 $1''$ 。而在红端 ($5500 \sim 10000 \text{ \AA}$) 的视场为 $30'$, 分辨率为 $2''$ 。对于较亮的源, 其时间分辨率可达 $1/100$ 。因此, 适合于对有快速光变的天体的观测。

3.6 其他 X 射线波段的空间观测项目

近几年来除以上提到的主要项目以外, 还有一系列规模较小一些的 X 射线空间探测计划已经或正在投入使用. 这里仅将其中一部分简要介绍如下:

KVANT/MIR 实验观测站: 前苏联“和平号”(MIR) 空间站是在地球轨道上长期运行的永久性设施. “量子号”(KBAHT) 是与之对接的一个观测站单元(Module). 1987 年 4 月由苏制质子号火箭送入太空. 它载有德、英、苏及荷兰等国研制的 X 射线及 γ 射线探测仪器.

GRANAT 是由前苏联于 1989 年发射的高能天体物理实验卫星, 重达 5t. 运行于远地点达 $2 \times 10^6 \text{km}$ 的高椭圆轨道, 周期为 4d, 其中有效观测时间为 3d. 这颗卫星载有苏、法、保加利亚和丹麦等国研制的 7 台探测仪器, 主要工作在高能 X 射线与低能 γ 射线波段, 包括成象、光谱、特别是对爆发现象的观测与监测.

BBXRT (即“宽带 X 射线望远镜”): 这是美国航天飞机机载天文观测实验项目 Astro-1 的仪器之一 (其它几台为紫外观测仪器). 由戈达德空间中心设计建造. 其特点是采用了分辨率较低, 但有效接收面积较大的锥形镜面, 在 $0.3 \sim 10 \text{keV}$ 的能谱范围内作高灵敏度的观测. 这台仪器搭载“哥伦比亚”号航天飞机于 1990 年 12 月进行了为期 9 天的观测.

“飞鸟”X 射线卫星 (ASCA, 原名 Astro-D) 是日本空间科学研究所继 1987 年的 GINGA 以后发射的又一颗 X 射线探测卫星. 于 1993 年 2 月从鹿儿岛空间中心由火箭送入近地轨道. 它包括两台正比计数器成象设备与两台 CCD 成象光谱仪. 它的镜面也采用多层锥形镜面设计, 在 1keV 的有效接收面积为 1300cm^2 . 这颗卫星目前运转良好.

X 射线光度探测卫星 (X-ray Timing Explorer, 简称 XTE): 是由美国戈达德空间中心等几个单位合作研制, 预计在 1996 年由德尔塔型火箭发射入近地轨道. 这颗卫星的特点是能以较高的灵

敏度记录到亚毫秒量级的光速 X 射线光变, 其最高时间分辨率为 $10\mu\text{s}$. 这对于研究致密天体和爆发型高能天体, 以及 X 射线与光学, 射电波段的联合观测研究有着比较重要的意义.

4. 可见光及紫外波段的空间观测

波长在 $3\,000\text{Å}$ 以下的紫外光波段有大量的原子谱线, 因此是研究许多天体包括星际介质的重要组成部分. 由于地球大气的吸收, 这一波段的观测也必须借助空间设备来进行. 至于可见光及近红外波段的观测, 空间相对于地面的主要长处就在于图象的分辨率了. 在地面上受大气宁静度的限制, 单个光学望远镜的分辨率很难达到 $0.5''$, 而在大气层以外的观测应只受衍射极限的限制, 因此完全可能得到比地面高 1 个数量级的角分辨率. 而对于许多长期未能解决的重要天体物理问题, 高分辨率是寻求答案的关键. 这些因素也就是天文学家们一直对空间天文观测寄予很大希望的主要原因.

4.1 哈勃空间望远镜 (Hubble Space Telescope, 简称 HST)

1990 年 4 月 25 日, 这架以美国天文学家埃德温·哈勃的名字命名的大型望远镜由“发现号”航天飞机运载升空, 准备开始空间天文观测有史以来最为宏大壮观的实验. 这架望远镜的光学主镜口径为 2.4m , 总重量为 11.6t , 轨道半径约 600km , 绕地周期约 96min . 它是由美国宇航局主持建造的四座巨型天文台项目的第 1 台, 也是迄今为止天文观测项目中规模最大, 投资最多, 最受到公众瞩目的研究工作. 正因为如此, 哈勃望远镜开始工作以后很快显露出的、由人为原因而造成的主镜光学系统的球差, 被认为是这个领域中影响深远的一项重大失误.

除了这项令人难以置信的缺陷以外, 空间望远镜从正式运行到现在 5 年多以来, 还经历了许多预想不到的技术上的困难. 如太阳能电池板因受热不均而产生的微颤, 以及机载导向系统中几台速率陀螺仪的相继失灵等, 使得这座耗资达 15 亿美元的望远镜

几度濒于紧急的状态。尽管如此,经过有关科研机构的巨大努力,空间望远镜还是一直在进行有高度科学价值的观测工作,并积累了大量的数据资料。由于大部分的问题和故障,包括光学系统的球差,可以通过更换部件的方式进行修复和改正。早在1979年,HST的设计初期,太空中的可维修性已纳入计划,设计方案定稿时,HST共包括50种在太空中可更换的元件和一些辅助设施。按照估计的HST的15年寿命来算,每3年进行一次维修,2005年完成使命后被载返地面。

遗憾的是HST投入太空之后,一系列故障的发生,维修方案便发生了根本性变化。NASA决定于1993年12月对HST进行为期12d的太空修复。这次太空修复的宗旨是:证实太空中维修的可行性;恢复望远镜原设计的科学性能;增加HST运行的可靠性。

哈勃空间望远镜现有5台科学仪器,包括两台摄象仪,两台光谱仪和一台高速光度计。工作波段从约 $1\,200\text{ \AA}$ 的紫外光到 $11\,000\text{ \AA}$ 的近红外光。并且每一台仪器都做成相互独立的组装插件,可以分别或同时进行观测,也可以单独被撤换而不影响其它仪器。事实证明这样的设计对限制局部故障的影响范围也是有利的。

1. 广角/行星照相机 (Wide Field/Planetary Camera 简称WF/PC): 由4块 800×800 象元的CCD组成探测器部分,而按照光路的不同可以配置成焦比为12.9的广角模式(视场约 $2.6'$),和焦比为30的“行星”模式(视场为 $1.1'$)。在后一种情况下的设计分辨率为 $0.04''$,旨在充分发挥空间望远镜角分辨能力的长处。但目前由于主镜光学系统的球差,点源的象在 $0.1'$ 范围内只含15%左右的光线,因而除了对比较亮的点源之外,这台仪器所计划的许多高分辨率的观测都受到相当严重的影响。由于这台仪器和其它4台仪器不在平行的光路上,因而不能采用同样的矫成光路的办法来作光学改正。在1993年底的维修计划中,以一台新的广角-行星照相机(简称WFPC II)取代了它。这台新仪器的设计

与原先的类似，不过广角与行星两个模式可同时进行拍摄。另外新仪器附加了一套光学补偿系统，能改正主镜的球差。由于照相机的科学用途最为广泛，所得到的各波段的照片也具有很大的宣传作用。自哈勃空间望远镜开始工作以来，将近有一半的观测时间为这台仪器所用。相信换上新的第二代照相机以后，其应用价值更将大为增加。两台照相机的制作者都是加州理工学院喷气推进实验室。

2. 暗弱天体照相机 (Faint Object Camera 简称 FOC): 这台高灵敏度的摄象仪是由欧洲共同体空间局研制的，它在焦比为 $F/48$ 和 $F/96$ 的两种光路配置情况下，可在较小的视场范围内达到很高的分辨率。同时因为设有多种滤光片和物端棱镜的应用，这台仪器特别适用于单色像及暗弱点源的观测，一般情况下，它采用 512×512 象元的形式记录，但也可能扩展成 512×1024 的形式。另外它在红端的灵敏度较好。遗憾的是经过一段时间以后，这台仪器的观测模式转换出了故障，因此现在只能用在焦比为 $F/48$ 的光路配置。同时，主镜的球差也同样严重地限制了这台仪器分辨暗弱天体的能力。因此充分发挥其设计能力，依赖于在 1993 年底维修时安装的主镜光学补偿仪。它的功能在于矫正望远镜主镜的像差，就仿佛是为近视眼加上一副“矫光眼镜”，使重新聚焦的光线进入望远镜上三台科学观测仪器。主镜光学补偿仪的光学系统由十面小型反光镜组成，尺寸仅为硬币的大小；机械系统却包含 5300 多个组件，其中许多微型遥控马达和机械手可用来控制各反光镜的移动，以便高精度地补偿聚焦。

3. 暗弱天体光谱仪 (Faint Object Spectrograph 简称 FOS): 是空间望远镜配备的两台摄谱仪之一，由美国的几家光学公司协作制造。它由两套中、低色散度的光栅系统及与之对应的光敏探测器阵列组成。其总的工作波长范围在 1200 到 9000 Å 之间，光学分辨本领则由 100 到 1300 不等，除了适用于较暗弱天体的较大光谱范围内的分光观测以外，它还可以进行偏振测量。主镜光

学问题对这台仪器的影响，主要是聚焦不好而造成的量子效率的降低，因此它也要靠光学补偿仪的改正来达到理想的工作效率。

4. 高分辨率光谱仪 (Goddard High Resolution Spectrograph, 简称 GHRS): 是由戈达德空间中心研制的主要用在紫外 ($1\,200\sim 3\,200\text{ \AA}$) 光谱波段的分光仪器。因为紫外的原子谱线很多，高分辨率的仪器能发挥很大的作用。这台仪器利用平面和阶梯反射光栅的组合，在紫外可以获得高达 10^5 的分辨本领 ($\lambda/\Delta\lambda$)。同时，它也配备有两种为不同色散要求所设计的入射光阑。在高色散时用的入射孔径仅为 0.027mm ，相当于 $0.1''$ 的角径，特别有利于利用较亮的早型恒星作紫外波段星际介质吸收光谱的研究。这台仪器也因望远镜现有的光学问题而达不到设计的工作效率。

5. 高速光度计 (High Speed Photometer 简称 HSP) 主要用来在紫外与光学波段作高速测光，以分析短时标的光变现象。它带有多种滤光片，还可以进行偏振测量。它的最高时间分辨率可达 $10\mu\text{s}$ ，是记录速度最高的天文观测仪器之一。这台仪器虽然达到设计的目的，但实际应用不如其它几台仪器那么广泛。

1993 年 12 月 2 日，世界范围的公众关注的 HST 修复计划顺利地执行着，NASA 主管人士韦勒说“这次飞行成功与否，都将载入史册”。航天飞机奋进号载着 7 名宇航员和 7 吨器材，成功地完成了 HST 的首次太空维修，这是一次伟大的创举。这次飞行不但修好空间望远镜，而且显示出人在空间中从事高难度操作的能力，为今后要建造的空间站亮起了绿灯，积累了丰富的经验。

新仪器修复好以后，马上进行了紧张的测试工作。12 月 18 日第一张图象传来，它是那样的清晰，以致许多人怀疑自己的眼睛。直到 12 月 30 日韦勒看到由矫正后的暗天体摄影仪拍摄的更清晰的图象，他才慎重地说：“修得比我们最大胆的梦想还要好！”维修后的 HST，不仅消除了像差，分辨率比原先设计的还要好。原设计指标是 60% 的光聚在 0.1 角秒之内。矫正后的望远镜使 70% 以上的光聚在 0.1 角秒内，它接近于物理学衍射定律决定的极限

85%。它比地面上大型望远镜的分辨率提高了十几倍。

望远镜的长期计划：虽然这次太空修复十分成功，从1996年开始的今后十年中，还要由航天飞机进行的维修、撤换仪器的太空飞行。从空间望远镜最初设计（70年代中期）到现在，探测器技术的改进已经使现有的几台仪器不再是技术上最先进的设备。准备进行替换的所谓“第二代仪器”已经在积极研制中。“第二代仪器”将包括两台设备：一台名为“空间望远镜成象光谱仪”（Space Telescope Imaging Spectrometer，简称 STIS），将利用近年来发展的新技术将成象与摄谱在同一台仪器中进行。从效果上讲这台仪器将取代现有暗弱天体照相机与高分辨率光谱仪的功用，而且有更高的工作效率。另一台是“近红外照相机”（Near Infrared Camera，简称 NIC），采用新型的大面积 NICMOS 象元阵列，可在 $2.5\mu\text{m}$ 以下的近红外波段作与光学波段相类似的成象观测。过去20年来这一波段的探测器技术与地面观测都有了巨大的进展。在空间望远镜上进行近红外的观测，不仅可以摆脱大气层的影响，而且能充分利用空间望远镜较大的主镜镜面。来达到尽可能高的灵敏度与角分辨率。这两台设备的预计投入使用的时间是1997年。另外预计在1999年将进行第3次维修飞行，为这次飞行所准备的“第三代仪器”也已在进行设计。根据最新的消息，由宇航局主持的一个天文学家小组初步确定这台仪器将用来作紫外/可见光波段大视场、高分辨率的成象观测。

综观空间望远镜这一前后长达几十年、耗资数十亿美元，参与人员上万人的巨大项目，不仅在空间紫外-光学的观测工作中是独一无二的项目，在所有与天文观测有关的科研计划中也是规模最大的项目之一。目前这个项目虽然取得了一定的成果，经过1993年的第一次成功的维修，其今后的工作情况仍将对整个国际天文学界的发展产生一定程度的影响。

4.2 极远紫外探索卫星（Extreme Ultraviolet Explorer，简称 EUVE）

极远紫外探索卫星是美国加州大学研制,于1992年6月由美国宇航局发射的一颗观测卫星。

在介绍这架卫星之前,有必要先对美国宇航局所主持的“探索卫星”(Explorer)系列作一些说明。和所谓“巨型天文台”相比,探索卫星是指规模比较小一些,功能与仪器设备较为单一的天文观测卫星。其实从60年代以来,“探索卫星”这一名称被泛泛地用于各种空间科学实验卫星,比较知名的如“小天文卫星”(SAS)系列,首颗X射线天文卫星“自由号”(Uhuru),1978年升空并运行至今的国际紫外卫星(IUE),1983年投入运行的红外天文卫星(IRAS)和1989年发射的宇宙背景探索卫星(COBE)等。直到最近,宇航局方面才对计划中的探索卫星项目的规模有了比较明确的定义。中大型的卫星通常由“德耳塔”型运载火箭发射,因此也称为“德耳塔级”。重量在1t左右,研制费用为2至3亿美元(按1993年币值计,下同)。中型的卫星重量在500kg左右,研制费用约7000万美元。小型探索卫星重量为250kg级,预算约4000万美元。其中一部分将由在空中发射的“飞马座”(Pegasus)火箭运载入空间轨道。另一部分所谓“大学”型的小型卫星将交由以各大学科研机构为主体的小组负责,并由它们自行决定运载方式。宇航局的目标是每年有一颗小型卫星加入“探索”系列,而中型和中大型的探索卫星则为一至两年一次。

EUVE是探索卫星系列中的中大型项目,由德耳塔火箭发射。预期工作寿命约为3年。它的主要任务是在极远紫外波段($80\sim 800\text{\AA}$)作巡天观测,以在这个尚未开垦的波段取得较为详尽的全天资料。利用六种不同的极远紫外波段滤光片,这颗卫星所配备的扫描成象系统可获得分辨率为 $6'$ 的全天亮源图。这一工作进行得相当顺利,卫星开始工作以后6个月内就基本完成了。在这一巡天观测中,每个天区的平均曝光时间为500s,除此之外,对部分天区也作了长达20000s的曝光,以研究弱源的分布。根据已有的资料,远紫外亮源的位置测量可精确到 $1'$ 以上。

在完成了扫描成像观测之后,极远紫外卫星较多的时间将用在光谱观测方面.这颗卫星虽然只有一台光谱仪,但其光路设计使得其光谱范围覆盖从 $70\sim 76\text{\AA}$ 的整个窗口.其色散元件采用物端的反射光栅,对点源作无缝光谱观测.分辨率从短波段的 0.5\AA 到长波段的约 2.5\AA 不等.视场为 $2^\circ\times 5^\circ$.望远镜的总接收面积为 450cm^2 ,而光谱仅在每个波长的实际接收面积约 75cm^2 . EUVE 项目自 1993 年下半年开始接收客座观测计划,并由设在加州大学伯克利分校的 EUVE 研究中心协助科研人员分析处理已有的数据.

4.3 远紫外光谱探索卫星 (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer, 简称 FUSE)

这是继极远紫外卫星之后的几颗计划中的“德耳塔”级探索卫星之一,(另外几颗包括 X 射线光变卫星 XTE 和高等成分分析卫星 ACE).预计将于 90 年代后期投入运行.这颗卫星的设计思想早在 80 年代初就已经提出并受到相当的重视.这是因为已有的国际紫外卫星和空间望远镜都因为镜面涂料的限制,在远紫外 (1200\AA 以下)不能很好地发挥作用.而在这一波段,尤其是氢原子的电离波长 (912\AA) 与 1200\AA 之间存在着大量的原子吸收谱线,对研究宇宙元素丰度、星际介质和恒星大气都有相当重要的意义.设计中的 FUSE 口径为 0.7m .角分辨率达 $1''$,而在 900 至 1200\AA 之间的光谱分辨本领 ($\lambda/\Delta\lambda$) 高达 3×10^4 .灵敏度则相当于 100cm^2 的等效接收面积.在 900\AA 以下,也将有中等分辨率的光谱观测功能.由于经费和技术上的多种原因,这颗卫星的研制推迟了较长的时间,但随着空间望远镜与 EUVE 卫星的新的观测结果的出现,势必促使有关单位加快 FUSE 的进展.

虽然对宇航部门而言,象 COBE, EUVE, 和 FUSE 这样的探索卫星并不算特别重大的空间项目,然而对于天文和天体物理的科研领域而言,这些项目无论从人员规模还是经费上都是相当可观的.比如目前世界上最大的地面光学望远镜 Keck 的建设费用不过 7000 万美元,只相当于一颗“德耳塔”级探索卫星的研制、

发射费用. 这也反映了空间天文观测不仅难度高, 而且费用极为昂贵的特点. 加上卫星望远镜接收面积小, 运行寿命短, 以及难于进行维修等问题, 使得大多数空间观测项目还只能处于“探索”的阶段.

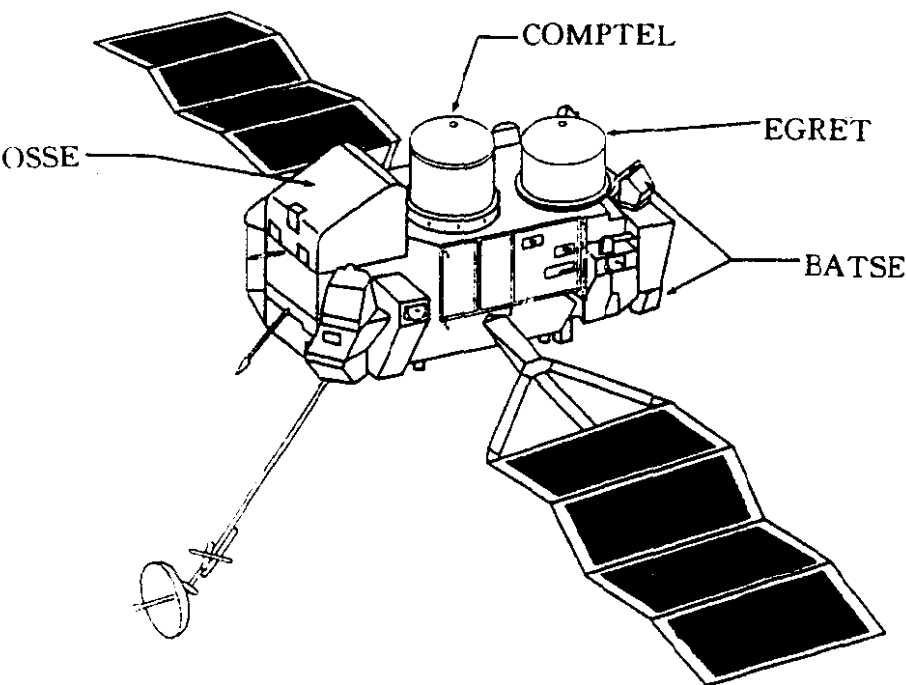


图 2.1 康普顿空间天文台四大仪器配置示意图.
张开的两翼为太阳能电池板. BATSE 共有 8 个相同的探测器,
置于飞船的四角, 图中指出的是其中一角上的 2 个.

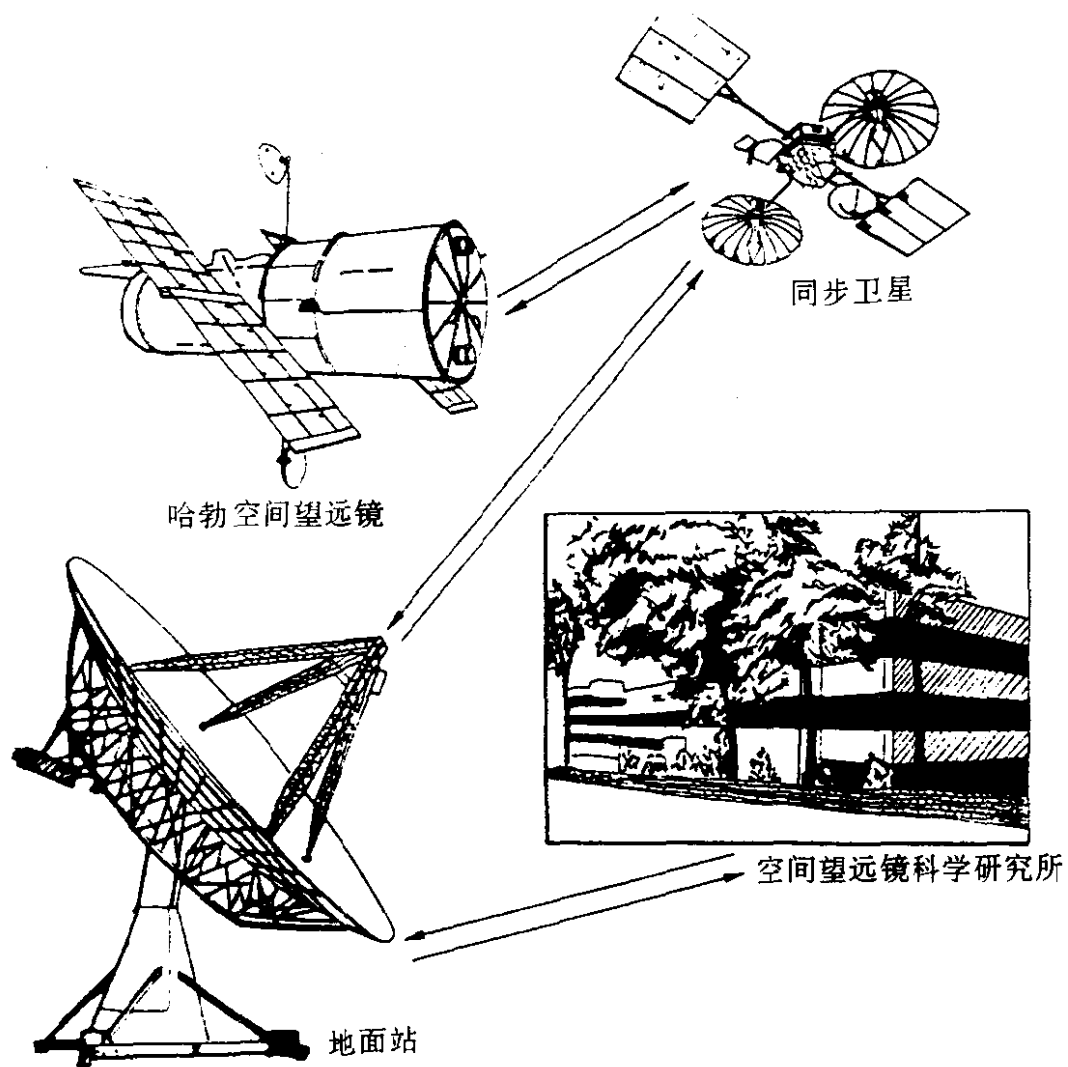


图 2.2 空间望远镜信号转播示意图.

望远镜拍摄的图象和光谱经由同步通讯卫星及地面站传送到空间望远镜科学研究所，地面的指令则从类似的途径传给望远镜，但是在望远镜绕地球飞行的每一轨道周期内，这样的通讯平均只有 20% 的时间可以开通。

三、太阳物理学的进展和展望

艾国祥

(中国科学院北京天文台)

本文简要回顾了太阳物理学发展的历史，介绍了太阳物理研究的主要领域、现状和难题，展望 90 年代及其后的太阳物理学进展，对中国太阳物理学的发展提出了看法。

1. 引言

展望和分析 90 年代及其后的太阳物理学，简要回顾一下 80 年代和过去几百年太阳物理学的发展是有意义的。人类对太阳的物理认识可粗分为三阶段：第一阶段从远古至 1611 年，属于神秘和直觉阶段。在此阶段，中国古代大量的黑子肉眼观测和史书记载，曾有过杰出贡献；第二阶段从 1611 年至第二次世界大战前后，是以光学望远镜、光谱仪和照相技术的发展为主要特征的阶段，人类从物理上初步认识了太阳；第三阶段从第二次世界大战后至今，人类开始进入全面和深入认识太阳物理性质的阶段，科学技术的发展使人类进入了空间与计算机时代，太阳物理学由单纯的可见光观测进入了全波段观测，射电、紫外、X 射线、 γ 射线、各种高能粒子和电子、中子、直到中微子探测等手段均已采用，长波向红外以及声频太阳振荡观测发展。接收系统由简单的光电系统发展到二维 CCD 系统，配有强大的图象处理和计算机分析，并产生了数值模拟新方法。在过去 40 年中，空间和全波段与计算机应用则经历了稍有不同的发展状况。空间和全波段太阳物理研究的第一高潮期是 60 至 70 年代，各式各样可见光波段外的辐射接收装置进入太空，都不同程度获得重要发现，如各种耀斑辐射和太阳风的发现等。但是，这些较为简单的、低时间和低空间分辨率

的观测设备已不能适应对太阳进一步的深入研究。进入 80 年代，人们要求有高空间、高时间、高灵敏度的观测设备。建造这些设备不仅有技术上的难度且耗资巨大。在 80 年代，新上大项目并不多，而且较慢。计算机及 CCD 在太阳物理上的应用则突飞猛进，在二维图像接收和演化的探测上，在数字化处理和大型实验模拟方面都取得许多重要结果。这是 90 年代前的总体发展状况，我们将依据这种形势，探讨 90 年代太阳物理的发展线索和我国的发展方向。

2. 太阳物理研究现状和难题

2.1 太阳结构

(1) 太阳核心结构和中微子问题

由于太阳中微子探测结果比理论预言的中微子值少 $1/3$ （即亏损），使得现有太阳结构理论与中微子探测的亏损发生矛盾。进一步的探测在进行中。1990 年底的初步结果证实太阳不但存在高能中微子亏损，也存在低能中微子亏损，因此将引起天体物理与粒子物理两方面的挑战——要么现有恒星理论模型要修改，要么人们对中微子的认识和理解有问题。太阳核心结构，理论上与 g 模太阳振荡有关，如 160min 等长周期振荡，但实测上仍有争论，长周期振荡有待 GONG（美国全球太阳振荡观测网）等的观测证实和发现新的 g 模。

(2) 对流层和振荡

现已发现数以千计的太阳声频振荡模式，相对精度达到 10^{-4} 。1990 年发表了频率表，理论与观测仍有明显差别，新一轮的研究将进一步集中于不透明度效应、状态方程、元素扩散可能性等方面。已有大量和高质量的观测资料，推动了反演技术的发展，以探测太阳内部（由振荡—声速—状态）。在 $2/3R_{\odot}$ 之外可精确定出声速，但辐射的内部受不透明度影响，可引起 1% 的误差。核心部分用 P 模很难研究，现普遍采用与外层结构相结合的方法进行改

进. 用声速反演法获得的对流层深度为 $30\% \pm 1\%$, 1990 年统计结果是 $28.7\% \pm 0.23\%$.

对 P 模频率转动分裂的精确测量导致太阳内部转动研究的重大进展. 在对流层内, 发现角速度几乎与深度无关, 而纬度变化与表面相同, 在振荡的磁场效应研究中发现有环向磁场.

(3) 光球层、对流和磁场

计算机模拟和理论研究表明, 光球顶 500km 以下存在下降的片状流, 合并成下沉纤维, 如同有等级的树枝一样发展, 估计有 2×10^5 km 深. 现有对米粒对流模拟结果显示, 米粒过程引入磁场因素后有明显变化: 引入 7.5×10^{-3} T 磁场时, 米粒寿命倍增, 水平速度减少, 并出现奇特和碎片状, 与观测一致; 引入 5×10^{-2} T 磁场, 40min 后场集中于米粒间走廊; 引入 0.2T 磁场后, 对流被抑制, 预示太阳上不可能存在 0.2T 的磁场. 目前的计算机能力还不能模拟大尺度的对流层过程. 巨米粒对流, 在观测和理论上仍无定论. 地面上的实测能力发展到已能对比米粒小的结构进行 $0.2'' \sim 0.3''$ 分辨率的观测.

光球层中的一个重大结构是磁结构, 已发现黑子强磁场外存在增强网络、网络、网络边界、内网络场、瞬变区等不同尺度的磁结构. 多年来争论的一个焦点是, 太阳光球磁场是不是 $0.1'' \sim 0.2''$ 和 $0.1 \sim 0.2$ T, 存在间接推算与直接测量两派间的激烈争论. 近一、二年的进展, 已发现网络边界有 $1''$ 和 0.05T 左右的磁场, 但内网络场仅 $1 \times 10^{-3} \sim 2 \times 10^{-3}$ T. 现在的共识是: 有不同类型的光球场存在, 但到底尺度和强度是多少 (包括米粒场) 有待高分辨率观测研究确认. 近 4 年来中美开展连续 24h 视频磁场联测, 对光球磁结构演化图像和寿命有了许多新结果, 如在国际上首次对超米粒寿命连续观测, 其寿命由 20h 提高到 70~90h, 这对存在磁场时大尺度对流研究将产生重要影响.

(4) 色球和日冕结构及加热问题

太阳温度从光球层的几千度上升到日冕高温区的 1 000 万

度，这是一个有重要影响而长期以来又困扰人们的问题。现在看来，不大可能是单一因素，而可能是多种因素。由于观测积累不多、理论研究不足，目前仍无法确定主要因素。从能量输入机制看，分为波动机制和电动力学机制。波动机制处理声波、快—慢磁声波、Alfven 波和表面波。在晚型星中，波能由对流层的快速湍流运动、小尺度不稳定性或者与其它波的耦合模式激发。电动力学机制包括电流耗散、微耀斑或者毫耀斑、磁流浮现以及磁对消等。其中通过缓慢的光球脚点运动或磁浮力，将能量转入磁场。

太阳结构，概括地讲：内部热点是与太阳振荡和中微子有关；外部热点与磁场和速度场有关（与光变和光谱中高阶物理量有关）的磁流体动力学过程。

2.2 太阳活动

(1) 太阳耀斑物理

当前耀斑物理已成为真正涉及众多方面的天文学的独特领域。早在 60 至 70 年代，几乎全波段地观测了耀斑及其后的动力学过程，发现了耀斑环结构及大量的高能过程。进入 80 年代，转入高空间和高时间分辨率探测。空间探测的重点是能揭示日冕过程的 X 射线观测，软 X 射线已采用入射光学（以前是掠射系统），空间分辨率达到 $1'' \sim 2''$ ，时间分辨率达到 ms。与其对应的射电毫秒探测获得不少新结果，主要解决耀斑过程与 X 射线结构、位置与变化的（时间）关系。但是目前硬 X 射线分辨率只有 $5''$ (Solar-A) 仍然不够。耀斑的微观等离子体过程是高能的基础，包括粒子加速、粒子传输和不稳定性及粒子辐射理论。

耀斑能量的积累、储存和释放——即耀斑模型也取得很多进展。磁剪切、磁挤压、磁浮出、磁对消、电流、磁重联的观测不断有所发现，有关概念不断产生，并出现了系统的色球磁场观测和研究，发现了磁纤维及反变磁结构、耀斑发生前色球位置存在前兆红移等。但是，一个统一的可以准确预报耀斑发生位置、高度、大小及其后随效应的理论体系尚未产生。主要原因是现有能

准确进行磁场和速度场观测的是光球，而耀斑发生的日冕和上色球层中仍缺乏高分辨的磁场和速度场及演化的观测和理论。

(2) 日珥物理

近几年来日珥物理的发展特别引人注目。日珥一般被分为稳定、爆发和与耀斑有关的三大类。日珥在极高温和低密度日冕中存在的支撑问题，虽有众多磁流模型，但仍未有定论。爆发日珥及其大量发生的日冕物质抛射并引起的地球物理效应，近年来引人注目。与耀斑有关的日珥中环状特征及种种磁力线重联的设想都很吸引研究者的注意力。目前对日珥磁场的 Hanle 效应探测正拉开高色球以上磁场精确探测的序幕。

(3) 日冕物质抛射

日冕物质抛射释放高达 10^{25} J 的能量和抛射 10^{13} kg 的物质，它的发生引起日冕结构重大变化和太阳风大扰动。80 年代初普遍认为日冕物质抛射是耀斑的附属现象和后随余波，80 年代中的联测证实：它有时发生在耀斑之前，并且核心区远离耀斑区。日冕物质抛射与上层大尺度日冕磁场结构演化有关而不是下面层次变化的直接结果。这些现象正引起太阳物理学家的极大研究兴趣。

(4) 黑子物理、黑子演化和结构的重点在磁场和流场方面。近期的主要发现有：黑子从具有半影开始就有运动磁结构，而这种结构并不带走净磁通量和引起黑子消亡。另外关于黑子本影磁结构、半影亮纤维与暗纤维磁场及演化特征、超半影结构等的观测不断获得新发现。黑子中流场也出现了不同于 Evershed 流的许多精细结构，这些都将引导黑子物理向深层发展。

(5) 冕洞物理、冕洞的产生、发展及持续性和磁结构的研究正取得较大进展，它与地球物理及太阳大尺度结构的关系正吸引着人们的注意。

(6) 与太阳耀斑、日珥爆发、日冕瞬变、冕洞、日冕物质抛射、太阳风有关的行星际过程、传播及地球物理效应和太阳活动预报研究已引起日地物理学家的极大关注。预报具有重要的应用

价值，目前预报方法多为形态预报结合数值预报。由于物理过程没有完全搞清楚，物理预报处于极待发展的阶段。

(7) 太阳活动 11 年周期性、经度漂移、黑子磁极规律性的研究日趋活跃。近几年来出现了扩展的太阳活动周假说：任何时候，太阳上都存在两个 18~22 年的太阳活动周，11 年周期仅仅是主相。在大尺度磁场和流场中存在纬度带局部区域较差自转比该纬度处的平均较差自转或快或慢的“扭曲振荡”现象。太阳活动起源和发展这是一个人们十分关心、并且是尚待发展的重大课题。

太阳活动区域中，与磁场和速度场密切联系的太阳磁流体动力学过程和等离子体动力学过程起主导作用，而高分辨率以及长时间大尺度磁场、速度场、与日冕上空有关的高分辨 X 射线观测和研究有决定性作用。

以上分析可以看出，80 年代太阳物理学取得重大进展的领域是：太阳振荡、太阳耀斑和太阳磁场三方面。进展中空间探测和计算机技术起了决定性作用，而碰到的难题基本上都与高灵敏度、高空间、高时间分辨率和长持续时间的观测技术的发展有关，计算机模拟实验则方兴未艾。

3. 90 年代太阳物理学展望

3.1 90 年代的几项重大设备及主攻方向

天文学是一门以观测为主要特征的基础学科。由于现代天文学新观测的内容与人的直观直感能力相距愈来愈远，因此，天文学对设备——各种各样广义的望远镜的依赖程度，大大超过了其他的基础科学（如数学、物理学、化学、生物学、地学等），在基础性研究中的另一类似的领域是基本粒子的研究。这反映出在宇观与超微观领域的研究的深化中新带来的难度和新特征，从而对技术发展和投资强度提出愈来愈高的要求。因此围绕一些最有价值的研究要求所确定的重大设备建造以及由新技术发展的新型望远镜所引起的研究范围的扩大和深化，成为推动现代天文学发展

的两股主要力量. 因此要展望下一阶段的太阳物理学的主要趋势. 就需对已聚集该领域主要智慧的一些重大设备的发展, 有一个大致的分析.

(1) OSL 轨道太阳实验室与 Solar-B——口径为 1m 的望远镜, 附有 X 射线及紫外等小型望远镜, 空间分辨率可达 $0.1''$. 美、德、意三国合作进行了长时间的预研究. 目前, 日本也积极参与该领域研究, 投资约 8 亿美元, 计划下世纪初发射, 主要研究太阳磁流体动力学问题.

(2) Solar-A (阳光) X 射线卫星已于 1991 年 8 月 30 日发射, 以研究耀斑和日冕为主, 软 X 射线分辨率为 $2.5''$, 硬 X 射线分辨率为 $5''$. 日、美、英合作, 耗资约 2 亿美元, 已取得重要进展.

(3) LEST——口径 2.4m 地面最大的太阳光学望远镜, 采用主动光学和图象处理技术以获得 $0.1 \sim 0.2''$ 高空间分辨率的磁场和光谱. LEST 以欧洲为主建造, 投资约 5 000 万美元, 计划 90 年代后期投入观测, 主要目标是太阳磁场等. LEST 将放置于目前地面优良台址——西班牙的 Canary 岛上.

(4) GONG——美国为主的全球太阳振荡观测网(环地球表面设 6~10 个观测站), 以发现长周期太阳振荡为主, 研究太阳内部结构和活动区起源, 1993—1994 年建成.

(5) SMCT——太阳多通道望远镜, 可同时进行多层次高分辨率磁场和速度场观测, 安装在北京天文台怀柔观测站, 1993 年全面运转. 主攻方向: 太阳磁场和速度场.

(6) 日本野边山大型射电日象仪, 由 76 面 1m 天线阵组成, 在太阳观测高分辨率上超过美国的甚大阵 (VLA), 将于 1995 年投入观测. 主要目标: 高分辨率太阳射电.

(7) THEMIS, 法国的口径为 90cm 无偏振太阳望远镜, 采用 20 个 CCD, 在 $3\,800\text{Å}$ 至 $11\,000\text{Å}$ 波长范围上研究太阳大气磁场和各种不稳定过程. THEMIS 将安装在 Canary 岛上, 预计 1996 年建成.

(8) CORONA, 前苏联从观测太阳 X 射线为主的天文卫星, 原计划 90 年代初发射.

(9) SOHO, 太阳日球天文台, 欧美合作以探测太阳风和日震为目标的天文卫星. 预计 1995 年初发射.

在 80 年代准备, 90 年代运行的重大设备, 将决定 90 年代太阳物理发展的基本格局, 其目的是为了实现在耀斑物理、太阳振荡和内部结构以及磁流体力学方面的进展和突破; 技术思路向两个方面发展, 高空间分辨率和长持续时间.

上述设备都是太阳物理学专用设备, 90 年代通用计算机的发展, 将使数值模拟成为一个主要理论研究手段, 以实现突破和进展. 如对太阳内部、活动周以及耀斑储能过程模拟等.

3.2 90 年代太阳物理研究

(1) 中微子和长期振荡观测, 将再一次向传统的恒星内部模型提出挑战, 引起恒星模型及其演化理论的再次活跃, 数值模拟将取得巨大进展.

(2) 实现 $0.1'' \sim 0.2''$ 的太阳磁场和速度场“细胞”结构的观测, 揭示一系列关于太阳对流、光球和色球磁结构; 黑子活动区微磁结构也将有一系列重要发现; 将改写以往不考虑磁场因素的太阳外层大气平滑结构模型, 揭示色球和日冕加热及结构的主要因素.

(3) 以研究高能过程为主, 基本上可搞清楚耀斑发生和后续过程, 在耀斑储能和释放过程方面取得重大进展, 但仍不可能基本解决这一问题.

(4) 在太阳活动周起源, 大尺度磁场和速度场结构方面, 观测上将有突破, 并产生新的理论解释和更多的数值模拟模型.

(5) 耀斑、日珥、日冕等的深入研究, 将推动与其紧密相关的日地系统耦合过程的研究, 改进和提高太阳活动对地球环境(包括空间和生物圈)和技术系统影响的预测能力.

3.3 几项突破性太阳物理研究方法的期待

(1) 具有高空间、高时间分辨率的日冕磁场探测方法, 以解

决日冕物理和耀斑前过程。

(2) 能提供测量太阳活动周演化重要观测参数的方法, 取得重要观测依据。

(3) 数值模拟方法能有新的突破, 以更好地解决真实边条件外推技术。

(4) 地面上能获得高空间分辨率观测的有关技术和方法。

4. 关于中国太阳物理发展的几点想法

4.1 80 年代中国太阳物理的重要特征

(1) 以峰年太阳活动研究为主的中国太阳物理观测研究一次比一次组织得好, 一次比一次取得更大进展。22 周峰年期中中国已由跟着国外走, 到开始有了重要发现的年代。在 80 年代后期有所突破的, 主要是太阳磁场和速度场以及射电快速变化两方面, 有磁对消、耀斑前兆红移、耀斑与电流、色球磁纤维和反变磁场、耀斑红外发射、短厘米波段上太阳射电爆发精细结构等。这些发现使我国的一部分研究开始步入世界先进行列, 并开始以一种新的形象出现在太阳物理研究的国际舞台上。

(2) 国外很活跃的主要领域, 如日震、白光耀斑, 中国已开始起步和参与。

(3) CCD 及图象处理系统与国际上处于同等水平, 并有相当的规模。射电观测普遍使用高时间分辨率接收系统。

(4) 数值模拟已开展对多达 200 多个方程的有限元求解, 整体上处于跟踪阶段。

(5) 实测能力提高很大, 一批新型或专题型设备投入观测, 如具有国际先进水平的太阳磁场望远镜、60cm 太阳塔、太阳精细结构望远镜、白光耀斑探测仪、动态声光频谱仪及第一代和第二代太阳微波爆发快速辐射计等。

(6) 一批以中年科学家为学术带头人的研究队伍已形成, 具有丰富的观测经验和很强的研究能力, 在过去已有工作的基础上

又开拓了新的领域，如磁场和速度场、日震学等。

4.2 90年代中国太阳物理发展的几点想法

从上述国际动态的分析中可看出，太阳物理学进入了深化阶段，目标高、技术难和经费昂贵都前所未有的。最明显的事实是许多重大项目都一拖再拖，比计划迟5~10年投入运行已不算反常。80年代末，中国太阳界能有较大的进步，与20多年前看准磁场和后来抓住射电快速变化不无关系。90年代在中国全面发展太阳物理的条件仍不具备，但是中国太阳物理学有一个有利的方面，这就是80年代末在重要领域“太阳磁场和速度场”方面已步入世界先进行列和发展的主流体系，中等投资的多通道望远镜将全面投入运转，新发明的二维实时光谱仪有可能形成更大特色，这就有可能在局部重要领域进入世界先进行列，甚至领先。具体想法如下：

(1) 坚持和扩展“磁场和速度场”的观测与研究作为主攻方向，结合观测、分析和数值模拟几方面，争取在三维磁场、纤维磁场、耀斑磁场、大尺度磁场几方面做出重要贡献。

(2) 加强耀斑物理机制的研究，利用地面和空间观测资料，获得较完整的耀斑结构和演化图象。争取在耀斑大气模型和动力学演化、耀斑触发和能量传输等方面提出有创新的见解。

(3) 在高分辨率观测方面积极准备，包括地面优于0.3"台站选址、二维实时光谱仪预研、射电高分辨方案等。

(4) 使80年代末投入观测的中小设备发挥作用，如先进的白光耀斑探测仪，改进后的60cm太阳塔望远镜，射电快速辐射、偏振和频谱观测，10 830 Å红外谱线分析和单色像高分辨率观测等，力争获得一些具有世界水平的观测和分析成果。

(5) 跟踪太阳振荡研究，利用国际合作和我国已有的观测设备积极开展工作，积累经验、储备人才。

(6) 注意跟踪国外大型数字模拟实验和数字图象处理技术的发展，要看成是战略跟踪，而不是个别人个别小题目的事，逐步

形成队伍。

4.3 把中国太阳物理的研究推向空间

当前，我们正处在计算机和空间科学技术的时代。空间技术的发展，使人类的科学实验扩展进入太空。在地球上不能实现的实验到空间就有了实现的可能。天文学是最迫切需要摆脱地球不利影响的重要领域之一。太空没有大气抖动和散射光，具有高空间分辨率和高清晰成像的可能；可实现全时段的连续观测；无大气吸收可实现全波段观测；以及可全方位地选择目标。随着空间技术的发展，下世纪天文学发展的主战场将转向太空观测。世界上的空间太阳物理研究已开展 30 余年了，尽管中国的太阳物理界曾做出几次努力，来开展空间太阳研究，但至今仍无任何可以使用的飞行器和资料，比之地面系统实是严重落后。一些有远见的天文学家不断大声疾呼，要重视空间天文战略地位和积极做出发展，切记不要再把国外科技先进国家用了 20~30 年的地面设备进行重复性的仿制，而耗费了精力、延误了空间天文发展的战略时间。在以地面天文发展为主的年代里，各国之间地理位置的差别在天文观测上有互补性，有时发展一些类似设备，有一定积极意义。但是天文观测一旦进入太空，重复的设备就没有意义，加上空间天文观测耗资巨大，因此，对设备的创新性、所取得的成果、应具有的超水平和历史价值等方面提出了更加严酷的要求。

在发展我国的空间太阳物理方面，有两种作法：一种是以非可见光为主，去追赶国外已发展近 30 年的 X、 γ 紫外射线研究，并做些小的方面改进。这种作法对空间技术要求较低，有利于用其它系统的空间搭载，投资较省，比较容易见效和训练队伍。但是在空间太阳物理的发展上可能价值有限。另一种是在国外已开始研究，但尚未实现的可见光高分辨率观测上迎头超越。这种作法颇似 20 多年前发展太阳磁场望远镜和其后发展多通道望远镜的情况。如能实现预定目标，则将实现太阳物理的重大突破。这种作法的有利条件是：地面磁场和多通道望远镜及研究的经验、二

维光谱仪的发明和中国火箭技术的能力；不利条件是空间卫星等技术较难，而且需较大投资。目前正在开展预研究，认真地作调查研究，为克服不利条件作准备。

我们建议的是建立一个口径 1m 的光学望远镜和多个小型 X 射线紫外等望远镜的综合系统，具有多通道二维同时光谱仪。二维同时偏振光谱仪是近 400 年来太阳物理光学仪器发展的另一个重大里程碑。这从图 3.1 所示的二元分类图可以看出来。这种分光器目前地面都没有，若能放于空间，将使人类第一次获得真正的二维同时 Stokes（偏振光）谱线轮廓，以实现磁场、电场、速度场、温度、密度场等物理量场的多层同时三维观测，以便对太阳上层大气的磁流体动力学过程的诸多现象和本质，取得重大突破性进展。

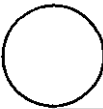
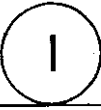
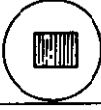
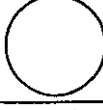

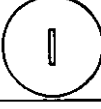







同时视场	点	点 (线)	线	面	体
白光				1611 伽利略望远镜 	
光谱 单色光		1814 光栅光谱仪 	1887 太阳单色光观测镜 	1938-1944 双折射滤光器 	
偏振光谱 单色光	1908 Hale 磁像仪 强场 	1953-1962 Babcock 磁像仪 弱场 	1971 Kitt 峰磁像仪 	1980's 视频磁像仪 	1990's 多通道磁像仪 
偏振光谱 轮廓		傅里叶光谱仪 	光栅光谱仪 	滤光器 光谱仪 	二维同时 光谱仪 

图 3.1 太阳观测仪器发展图

这是一项十分艰巨的科学工程，要争取成为国家重大项目固

然困难甚多，但是即使竞争到了项目，由于空间条件和技术的复杂性，稍有失误和不可靠都将导致终生遗憾。为了减少失误，增加成功，打算采用几条途径：第一，由于日本正在争取类似项目，因此积极开展与日本的国际合作，借助日本的先进的卫星技术和经费，与日本等国联合实现上述目标；第二，以中国为主，但在关键困难的技术方面，与国际上如日本和美国合作，以减少困难；第三，为了取得经验，打算先放一个 65cm 的气球望远镜，以取得经验和取得本世纪最高的光学分辨率的太阳资料，为下一步作好准备，一旦空间大项目不能获准，也不会两手空空。

参 考 文 献

1. Humphries C M. Reports on Astronomy, 1988, XXA : 41
2. Pick M. Reports on Astronomy, 1988XXA : 55
3. Priest E R. Reports on Astronomy, 1991, XXIA : 53
4. Harvey J. Reports on Astronomy, 1991XXIA : 85

四、太阳活动及其影响——日地关系

王家龙

(中国科学院北京天文台)

1. 引言

太阳活动及其影响的研究因其与人类活动的关系密切而受到特别重视. 近代的太阳活动及其影响的研究已有 100 多年的历史, 它已经发展成一门跨越太阳物理学、空间物理学和地球物理学的边缘性大学科. 国际上投入这一边缘性学科研究的人力、物力以及研究组织上的高度联合性和相互依赖性, 是任何其他一个学科所难与相比的. 它所进行的地面与空间观测使用了最现代化的设备, 建立在最新的知识基础上. 最近 30 年里这门学科有了飞跃的发展, 演化成了一门完整的以实测为基础的日地关系或日地物理学. 20 世纪 80 年代的研究工作使日地关系学推进到了这样一种势态, 它面临的问题主要是如何把以往相互孤立进行考查探索的各分支课题联合起来, 进行耦合机制的研讨, 进行地球环境、行星际空间及太阳活动的细节探测, 为改进空间天气与气候(weather and climate in space or space weather and climate)的预报基础做出贡献. 这也正是本学科在 20 世纪 90 年代所要着手解决的科学问题, 显然, 又远不是 90 年代能完全解决的问题.

不言而喻, 观测工具的进步和自然规律的发现往往会大大地促进科学的发展. 近代太阳物理的研究可以说始于 1611 年, 首次使用望远镜观察太阳黑子的时候. 虽然早在太阳黑子活动周期发现之前, 已经有人提出地面上雨量与太阳黑子数的多少有关, 从而与粮食产量有关的看法, 但是近代太阳活动及其影响研究的开始主要应归于太阳黑子活动周期的发现和确认. 1843 年 Schwabe

首次宣布太阳黑子的出现有大概 10 年的周期,但是并未引起人们的注意. 1851 年 Humboldt 出版了 Schwabe 的黑子统计表,其中包括 Schwabe 从 1826 年开始做的黑子观测,清楚地证明了这个黑子活动的周期的存在. 此后越来越多的地球物理学家和太阳物理学家把发生在地球的空间环境和地球大气中以至固体地球本体中的现象与太阳黑子活动情况,主要是黑子相对数的时间变化,做对比研究,试图发现产生这些现象的所谓太阳因素.

在第 19 太阳周的活动峰期及其下降期,即 20 世纪 50 年代中后期和 60 年代初期,国际上相继组织了两次大规模联合的太阳活动和地球物理现象的观测与研究,时间长达数年. 前一个联合观测计划在 1957 年至 1958 年执行,称为国际地球物理年计划 (IGY). 后一个计划是 IGY 的继续,始于 1964 年,称为国际宁静太阳年 (IQSY). 截至 20 世纪 60 年代初,我们关于太阳活动和日地关系的知识已有了一定的积累. 在太阳活动方面,由于使用了光谱仪、磁象仪、单色镜、射电频谱仪、火箭和气球携带的光学、紫外和 X 射线探测器,对爆发型太阳活动的低能辐射部分有了较完整的认识,高能辐射部分开始受到重视. 在太阳爆发对地球的影响方面,总结出了同时效应与迟至效应两类. 同时效应是指与观测到太阳耀斑几乎同时发生的地球物理现象. 这些现象是由耀斑的电磁辐射所引起的. 其中紫外辐射导致电离层 D 层的电子浓度增加,产生短波 ($5 \sim 20\text{MHz}$) 传播的衰减、长波 ($10 \sim 50\text{kHz}$) 的增强和地磁场的钩扰,而射电波辐射则产生无线电噪爆. 迟至效应是由耀斑的粒子发射引起的. 其中慢的荷电粒子 (离子和电子) 可在几小时至几十小时抵达地球,产生地磁暴、电离层暴和极光,而最快的粒子可在短于 1 小时内到达地球,这类粒子流称为太阳耀斑宇宙线. Ellison^[1]曾总结太阳耀斑的地球物理效应,并且用太阳上长寿命 M 区的假设来解释重现性地磁暴的发生. 曾经怀疑地球上天气、气候的变化以及水、旱、洪、风等灾害是否可归因于太阳活动引致的太阳常量的变化. 然而 20 世纪

50年代以前史密森天文台所进行的长期测量表明,太阳常量的测量因观测设备、观测条件及处理方法而有 $\pm 1\%$ 的误差,太阳常量本身的变化在这个观测精度($\pm 1\%$)之内^[2].当时认为,这样小的太阳辐射能量的变化,不足以严重调制地球大气状态.可以认为,在那个时代,相当多的工作仍然停留在寻找太阳黑子的种种活动周期、探索地球物理现象如气象、水文、地磁、电离层的种种现象是否有周期性,以及是否与太阳黑子数的变化在时间上、位相上相关等问题上.

日地关系研究中第一次有历史意义的变革发生于20世纪60年代和70年代.从1963年11月到1973年10月的10年间,美国发射了10颗“探险者”卫星,编号为IMP-1到IMP-10,组成所谓行星际监测站(Inter planetary Monitoring Platform)系列,对行星际结构和太阳风做大规模连续探测.除1967年发射两颗卫星,1968年、1970年未发射之外,每年发射IMP系列中的一颗.IMP系列中卫星的重量最小为57kg,最大为398kg;轨道倾角最小为 28.63° ,最大为 86.78° ;运行周期最短为33h17min,最长为324h48min;近地点最近为192km,最远为305 000km;远地点最近为95 620km,最远为495 000km.IMP系列卫星共进行了约90项的科学实验,确定了地球向阳面磁层顶外船头形激波的存在,发现了地球磁尾的电流片,测到了大量太阳风数据,发现了起源于太阳的行星际磁场的扇形结构以及磁场随太阳共转等.应该指出,IMP-9和IMP-10两颗卫星运行于相似的轨道但距离间隔 180° ,它们可以同时在地球的向阳面和背阳面观测太阳活动引起的扰动,其高度为 $1.4 \times 10^5 \sim 2.9 \times 10^5$ km.IMP系列卫星从第19太阳周的最后一年持续监测行星际空间至第20周结束前两年,时间覆盖近一个完整的太阳周.

在同一时期,还有大量的空间飞行器用于日地关系研究:从1960年起美国海军发射了Solrad系列卫星,长期监测太阳的紫外和X射线辐射;美国宇航局自1962年至1975年间发射了8颗太

阳观测卫星组成“轨道太阳观测站”(OSO),任务是观测太阳的紫外、X射线和 γ 射线辐射,研究太阳结构和太阳活动的长期和短期变化,其观测时间超过了1个太阳周;美国宇航局和大气海洋局自1975年发射称为GOES的地球同步轨道环境卫星系列,目的是监测太空环境,观测地球轨道附近的软X射线和质子通量及爆发引起的事件;西德和美国在1974、1976年发射了两颗称为“太阳神”(Helios)的日地空间探测器,目的是探测距太阳0.3~1AU的行星际空间环境,把测量位置推进到更接近太阳,观测磁场和太阳风中达到1000MeV的带电粒子以及低频电磁波(6Hz~3MHz);欧洲空间局和美国宇航局于1977~1978年发射了称为“国际日地探险者”(ISEE)的系列卫星,一共3颗,目的是研究日地关系,其中两颗发射于同一天,距离很近,以便测量空间环境参数的空间变化和时间变化,第3颗则用于监测太阳风和行星际磁场变化;1979年,美国空军发射了称为“太阳风”(Solar wind)的卫星,其倾角高达 97.66° ,用以观测太阳爆发、太阳风在地球两极产生的高能电子、大气层中的悬浮颗粒和臭氧分布等.特别应该提及的是第一个载人天文台的对日观测,这是美国于1973年发射的“天空实验室”太空站(Skylab),它包含四次飞行.“天空实验室”1号于5月14日发射,4号于11月16日发射.“天空实验室”在软X射线波段和白光对日冕的宁静结构及活动结构做了空前的大量的二维成像观测,从而对确认和研究日冕亮点、日冕环弧结构、冕洞、日冕瞬变现象和太阳物质抛射等与日地关系学科有重要直接关系的现象做出了非常大的贡献.

行星际磁场扇形结构的发现^[3],特别是它起源于太阳,扇形边界随太阳自转而不断扫过地球,使人们认识到日地间的磁场联系.许多气象工作者开始探求气象要素或大气中现象与磁扇形的关系.发现了气压对扇形边界通过地球有系统的响应^[4],大气涡度面积指数因扇形边界的通过而受调制^[5],还发现南极地区大气的垂直电场在扇形边界通过后几天达到极小值而与扇形边界内磁场的

方向无关^[6]。因此行星际磁场扇形结构的发现使太阳活动对气象的影响的研究，从以 11 年或 22 年为时间尺度的长期关系，进到以天为尺度的短期关系，这是一个很有意义的进展。

冕洞的空间观测与研究，发现了冕洞及其磁场随太阳的刚性旋转，证认出冕洞是高速太阳风之源，解释了重现性地磁暴的发生^[7-10]。

空间观测还发现环弧状结构是太阳大气中的宁静区或活动区的基本结构，也是太阳爆发的基本结构。这就给太阳爆发型活动的理论研究以及太阳活动引起空间状态的扰动的理论研究提示了观测框架和设想的方向^[11-13]。

空间观测最大的收获之一，是使我们对日冕活动，特别是日冕物质的直接抛射现象有了完全不同的看法，认识到从日地关系角度应给日冕物质抛射及其行星际效应研究以极大重视。日冕物质抛射产生的激波和本身所携带的物质与磁场会给地球环境带来严重干扰，因而也是航空航天部门所关心的研究对象^[14-16]。

在 20 世纪 80 年代以前，对空间观测的配合主要是地面光学观测设备和射电米波日像仪、射电运动频谱仪。

从上面所叙可知，到 70 年代末期，太阳活动及其影响——日地关系的研究创造出一门新的研究分支——太阳行星际动力学。太阳行星际动力学研究起源于太阳的扰动如何经过日冕向行星际传播，在理论上利用磁流体力学和数值模拟的方法^[17-19]。20 多年的工作把我们从发现阶段（发现了地球辐射带、太阳风、磁层、起源于太阳的行星际磁场扇形结构等）经过探查阶段（冕洞、日冕物质抛射、船头形激波、磁鞘、磁层顶、磁尾、中性片、等离子体片等的探查）带到了初步了解太阳风作用下近地环境的时代。

与此同时，日地关系的统计研究也已扩展到人类的生活、生产受太阳活动的影响以及太阳活动对地震发生的影响等方面^[20]。宇宙航行、开发空间、通讯及研究工作的需要，使日地预报研究也得到了较大的发展。虽然预报方法仍然以统计经验和形态分析

为基础^[21]。

在下面两节中，我们将在本节叙评的基础上，介绍太阳活动及其影响的研究在最近这些年所取得的进展，以及 90 年代所面临的挑战和应该开始进行的研究课题。

2. 缓变型太阳活动及其影响

2.1 太阳黑子

我们可以根据描述太阳活动现象的宏观参量的变化率将太阳活动分为渐变型太阳活动和爆发型太阳活动两类。太阳光斑、谱斑、宁静日珥、日冕凝聚区、冕洞以及黑子和黑子群等太阳大气中的异常结构，在几何尺度上、运动和能量方面相对说来没有快速的大规模的变化，可以归为渐变型太阳活动。例如，1989 年 3 月，第 22 太阳周峰期出现的罕见大黑子群，它在 6 日出现在日面东边缘，其面积在 13 日达到极大值 3 620 面积单位（1 面积单位 = $3.04 \times 10^6 \text{ km}^2$ ），即使以 6 日的面积为零计算，它的面积增长率不过每小时约 22 面积单位。至于冕洞，一个面积达 1/8 个太阳半球面积的冕洞，若其寿命为 5 个自转周，其面积变化率平均不过每小时 77 个面积单位。而一个爆发型太阳活动现象，例如一个普通的 2 级耀斑，它在脉冲相的面积增长率可达每分钟 100 个面积单位，相当于每小时增加约 6×10^3 个面积单位。这两类活动的差异是明显的。

在研究地球物理现象对缓变型太阳活动的响应中，太阳黑子相对数（以下简称太阳黑子数）常常被考虑作为太阳活动的主要参量。显然，黑子相对数不是一个理想的参量，而是一个缺乏物理意义的统计量^[22]。在计算相对数时，同一群黑子里的大黑子和小黑子具有相同的权重，给予单个的小黑子的权重比给予成群的大黑子的权重可能大很多^[23]。进入 20 世纪 80 年代后，全球天气异常及自然灾害频繁发生，促使更多的科学工作者探寻太阳活动对地球物理现象的调制作用。主要工作是把某时期、某区域的观

测现象的记录与太阳黑子数或黑子数的变化率做时间序列上的分析比对. 这类研究指出: 太阳黑子数的 11 年周期活动对我国夏季温度有明显影响, 其相关形式表现为在 11 年周期中有明显的双波振动, 波峰在 11 年周期极值年之间, 波谷在 11 年周期极值年附近^[24]; 渤海的冰情变化与太阳活动的 11 年周期相一致, 在太阳活动极大值年附近, 冰情一般是较重的, 在极小值年附近, 冰情一般比极大年附近轻^[25]; 1950 至 1990 年的 40 年间, 10 个厄尔尼诺年中有 5 个发生在太阳黑子活动相对高值期 (年平均黑子相对数 ≥ 66), 有 5 个发生在太阳黑子活动相对低值期 (年平均黑子相对数 ≤ 28), 若使用黑子相对数的 3 个月滑动平均值比对, 持续 2 个以上的月份太阳黑子相对数 < 10 的年与反厄尔尼诺现象相伴. 而且这 40 年间在江苏省发生的 10 次酷热天气过程中, 有 9 次发生在年平均太阳黑子相对数 < 94 的年份^[26]; 1889 年至 1985 年的资料分析表明, 长江中下游地区大面积旱涝年存在 22 年和 11 年重现周期, 旱涝灾害与黑子相对数平均年变率密切相关, 当黑子相对数年变率大于零, 旱频值高于涝频值, 而年变率小于零则涝频值高于旱频值^[27]; 1956 年至 1986 年的资料分析表明, 北极区冬天的气压、温度与太阳活动的相关情况受热带平流层风向影响^[28]. 为了克服黑子相对数缺乏物理意义的缺点, 有的相关研究转而使用全日面太阳黑子面积总值作为太阳活动参量. 对我国天津夏季降水总量与太阳黑子面积、太阳黑子相对数的相关分析结果是, 1961 年至 1990 年天津夏季降水总量与太阳黑子视面积总值存在着稳定的滞后负相关, 而黑子数与降水量间相关很弱, 从相关系数的大小、稳定性和置信度检验结果的优劣来看, 太阳黑子面积数与天津夏季降水量间的联系比太阳黑子数密切得多^[29]. 但是, 使用近百年资料, 对包括天津在内的海滦河流域丰枯水年与太阳活动的相关分析结果却是, 黑子面积与本流域旱涝的关系不明显, 当年的关系不好, 仅在延后 7 年以后关系较显著^[30]. 波长为 10.7cm 的太阳射电总辐射流量密度具有明显的物理含义, 分析发

现 1920 年到 1988 年纽芬兰东海岸的海冰融水面积与太阳 10.7cm 射电辐射流量显著相关^[31]。其实, 由于太阳 10.7cm 射电流量与太阳黑子数或黑子总面积彼此相关, 所以与 10.7cm 流量的相关并无很多新意。

总的来说, 20 世纪 80 年代的太阳活动对气象与水文的影响研究, 主要工作还是统计相关分析。这些结果进一步证实了太阳活动对气象、水文变化会有一定的调制影响, 而且两者的相关与所讨论的地域、时期及所用的参量有关。这些结果可能有一定的应用价值, 可能会促进有关的机制的研究, 但是尚无突破性进展^[32]。

在日地关系研究中, 地震活动与太阳活动的关系是天文应用研究的一个热点。主要工作是把地震频数与太阳黑子数的变化周期或位相做比较。近年的研究指出, 无论是江苏和近海的地震频次或者是全国的地震频次均与太阳活动有关, 它们与太阳黑子 11 年活动周期位相的关系是相同的, 即在太阳黑子活动下降段地震频次有一明显高峰^[33]; 我国南北地震带强震活动大致有 12 年的高潮期与 12 年的低潮期相间, 强震的组合周期约为 22 年, 与太阳黑子极性周期 22 年相近^[34]。由于地震震中位置的迁移在地震预报中的意义, 也有的工作分析出某些地区地震纬度的迁移有较显著的准 22 年周期, 与太阳黑子相对数 22 年磁周期变化有一定对应关系。对于天山地震带给出的强震迁移公式是^[35]

$$\phi = 1.1537^\circ \sin \left(\frac{2\pi t}{10.7425} - 0.9026 \right) + 40.3453^\circ \quad (1)$$

其中 ϕ 为地震震中纬度, t 为地震发震时刻 (历元), 均方差为 0.6336°

统计发现, 地震常与地磁暴相伴, 而地磁爆与太阳活动密切相关。这也启示太阳活动是否会通过电磁过程而影响地球。有人认为太阳活动是通过影响低层大气运动而影响固体地球本身的运动。大气角动量的变化引起地球自转的变化, 也会导致地球的气、

水、陆各层的相互作用。文献 [36] 研究地球自转变化产生的日长变化，得到日长的周年幅度变化的最大、最小值分别对应于太阳活动峰年和谷年，说明太阳活动对它的控制。

在进一步讨论机制问题之前，我们从以上简单论述可知，更多的简单的统计相关分析工作似乎不再会给这方面的研究带来新进展，新的统计工作应该考虑使用含有质量、动量、能量及磁场信息或它们的组合信息的物理量，并且应考虑到不同的太阳活动参量虽然可能有相同的活动周期，但彼此可能做不同位相的活动。^[37]

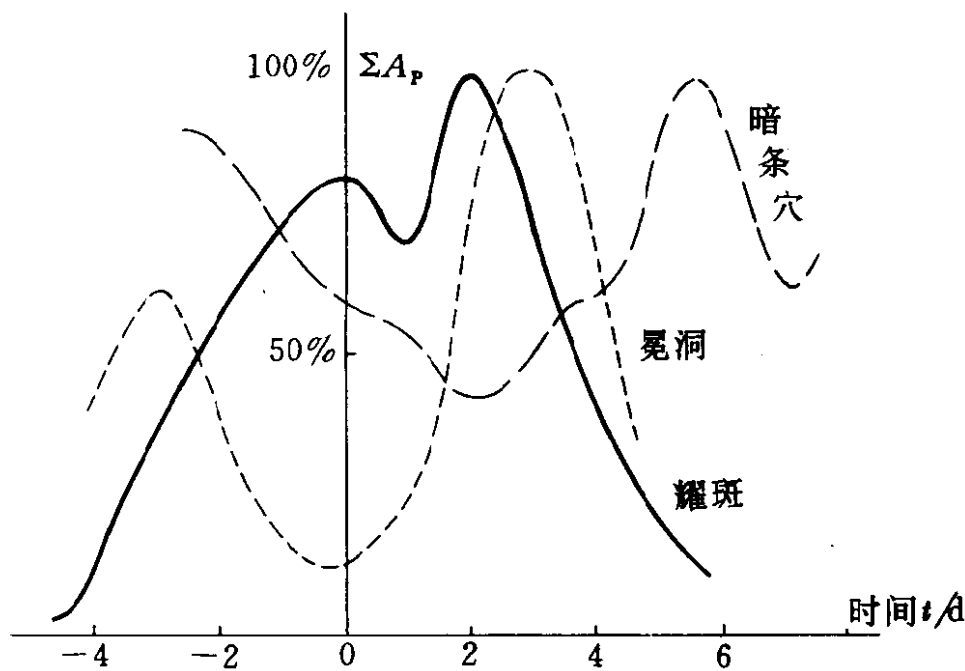


图 4.1 耀斑、冕洞、暗条穴与地磁扰动在时间和强度上的关系 (取自文献 [40])

2.2 冕洞

冕洞的大量研究是因“天空实验室”卫星观测引起的。它是日冕中磁单极区，磁力线呈开放状。用软 X 射线观测，冕洞显示为暗结构。随着温度和高度的降低，冕洞的轮廓变得越来越不清楚，因而它确实是日冕中的结构。冕洞内的物质密度和温度均比其周围宁静日冕为低。冕洞有几个值得注意的特点，即寿命较长，可达几个太阳自转周或更长；它的面积变化率平均为 $(1.5 \pm$

$0.5) \times 10^4 \text{km}^2/\text{s}^{[38]}$; 它随太阳做刚体转动而几乎没有较差自转, 这是至今仍未解决的理论问题^[39]. 自从冕洞被认证为高速太阳风的源^[40], 在日地关系研究中冕洞受到很大重视. 为了预报地磁暴和探求地磁暴的太阳活动起因, 太阳活动与地磁暴被分类做认证分析. Mikhailutsa 和 Gnevyshev 在 1985 年发表了他们对 3000 个地磁扰动事件与太阳活动事件的比对结果^[41]. 他们认证出 500 个 A_p 指数在 12~36 的地磁扰动是由冕洞引起的, 相应的太阳风高速流的速度为 580km/s. 图 4.1 及表 1 是他们的结果.

表 1 地磁扰动的太阳起因的认证

A_p 变化范围	平均 A_p	对应的太阳 风速 (km/s)	磁扰数目 (%)	认证
0~12	6		1 250 (42)	不知
6~20	12	310	1 000 (33)	暗条穴
12~36	24	580	500 (17)	冕洞
28~72	50	870	250 (8)	耀斑

注: 该表取自文献 [40]

为了克服简单的日球层 (Heliosphere) 参数 (如太阳风的温度 T 、速度 v 和密度 n) 不能很清楚的反映太阳活动对太阳风的调制 (其中包括太阳活动通过冕洞对太阳风的影响) 这一困难, 章公亮等^[42]使用含有太阳风基本参量的一些物理量来寻求与太阳活动的关系. 这些物理量是

阿尔文波速 $c_a = B / \sqrt{4\pi nm}$

绝热声速 $c_s = (2\gamma kT/m)^{1/2}, \gamma = 5/3$

磁能动能比 $\mu_k = E_m/E_k$

磁压热压比 $\mu_p = P_m/P_k$

声马赫数 $M_s = v/c_s$

阿尔文马赫数 $M_a = v/c_a$

其中 T 为温度、 v 为速度、 n 为密度、 m 为粒子质量, $E_m = B^2/8\pi$,

$E_k = \frac{1}{2}nmv^2$, $P_m = E_m$, $P_k = 2nkT$, k 为玻耳兹曼常量. 所得结论是: 日球层参数有两种性质不同的太阳周变化. 第一种是冕洞周变化, 它主要决定太阳风粒子的质量、动能和热能的输出. 在冕洞结构最长的年份, 太阳风的流密度和动能与内能密度都达最大值. 另一种是黑子周变化, 它主要决定着磁场对太阳风的控制作用. 在黑子活动极大年太阳风的磁能与动能密度比、磁压与热压比都达极大值, 与黑子数成正相关关系. 而密度流、阿尔文马赫数等均在黑子极小年达极大值, 与黑子数成负相关变化. 黑子极大年与冕洞极大年的太阳风的性质有根本差别. 黑子极大年的太阳风速度低、温度低, 是受磁场控制很强的流. 冕洞极大年的太阳风速度高、温度较高, 但是磁场对其控制较弱, 有利于太阳质量及非磁能量的大量输出^[43]. 这类工作把统计研究推进了一步, 对理论研究具有相当的意义. 影响地球环境的太阳风参数为什么和如何受控于太阳活动仍是个未解之迷, 日冕长寿命结构, 如冕洞的形成问题也有待解决.

太阳风的加速问题, 特别是冕洞中高速流的加速问题一直是日地关系研究中重要的难题. 无论早期的热驱动太阳风模型还是 20 世纪 80 年代的热模型^[44]都要求日冕的温度超过 $2.5 \times 10^6 \text{K}$, 这与观测值不符. 色球中产生的阿尔文波原则上是可能加速太阳风的. 事实上, 在距太阳 1AU 处观测到的太阳风中的阿尔文波可能就是原来强大的波流经过日冕后剩下的小的波流. 要满足向冕洞中提供太阳风所需的能量, 至少要向冕洞输入 $3 \times 10^2 \text{W/m}^2$ 的能量. 在冕洞处阿尔文速度为 1000km/s , 所以波幅应为 40km/s . 这种能量通过非热辐射途径是有可能获得的^[44]. Hollweg 等^[45]在分析“太阳神”(Helios)飞船的观测资料时, 发现了飞船信号的起伏. Helios2 飞船曾飞到距太阳只有 $8R_\odot$ 的地方. Zirker^[46]在讨论太阳风、冕洞时, 提出了任何太阳风加速机制或模型所必须满足的几个观测性质:

a) 大部分高速太阳风流 ($v > 500 \text{ km/s}$) 起源于冕洞.

b) 在靠近地球附近的黄道上, 太阳风速的范围是 $300 \sim 800 \text{ km/s}$, 质子数密度为 $5 \sim 10/\text{cm}^3$, 两者的乘积近似为常量约 $3 \times 10^8/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$.

c) 起源于发散形冕洞的快速风流至少需要有 $(2 \sim 3) \times 10^2 \text{ W/m}^2$ 的输入能流.

d) 行星际闪烁观测表明极区风速高达 600 到 750 km/s , 这种极区太阳风流的质量流密度尚不能确定.

e) 根据极区太阳风流的密度轮廓分析, 太阳风加速区应位于距太阳几个 ($2 \sim 5$) 太阳半径以内的区域.

f) 氢的运动温度不大于 $1.2 \times 10^6 \text{ K}$, 且在 $1.5 R_{\odot}$ 以外随径向距离的增加而减低. 与此相符, 电离温度低于 $1.5 \times 10^6 \text{ K}$.

这些是 80 年代后期总结出的条件, 也正是 90 年代日地关系的纽带之一——太阳风研究所面临的限制.

冕洞的磁场结构对于冕洞的形成和冕洞物理状态是异常重要的, 但是无论用光学或者射电方法都还不能精确地测量冕洞磁场, 因而数值模拟方法常被用于冕洞的磁结构研究. Wang 等^[47]在 1978 年使用光球磁场观测资料及势场假设用数值方法给出了一个冕洞磁结构的双带模型: 在冕洞中央部分是开放场系统, 而周围是闭合场系统, 如图 4.2 所示. 他们发现, 当一个区域有开放场形成时, 两旁边就伴随有闭合场结构生成. 他们还用这种双带模型解释了在半波至 10 m 波段观测到的冕洞现象以及冕洞暗区随观测波长 (相应于高度) 变化而出现的不对称移动等. 看来, 冕洞的多波段高分辨观测以及用无力场代替势场的数值研究是未来冕洞研究的必由之路.

缓变型太阳活动对地球的影响可以通过两条途径来实现, 一种是电磁辐射, 即太阳常量的变化问题, 留待下一节讨论. 另一条途径是通过由冕洞或非冕洞区来的太阳风所携带的质量、动量、电荷、动能和磁能来影响地球. 太阳风与地球空间环境的相互作

用机制可以包含磁场耦合（即冻结在太阳风中的磁场与地磁场在地球向阳面重联，生成地磁尾，改变地磁场的结构和能量分布）、质量输运（太阳风粒子通过地球极区上空进入地球大气）和电过程耦合等。文献 [48] 认为电过程的机制是最有效的作用途径之一。电过程可以是太阳风在磁层边界通过发电机原理产生对流电场加到磁层两侧，然后向下影响低层大气；也可以通过太阳风对银河宇宙线的调制影响中低层大气的电离度，来影响低层大气。由于实际情形非常复杂，在总的过程中各种机制可能以不同的权重同时起作用，完整的定量的机制研究需要在 20 世纪 90 年代从观测与理论两方面配合进行。

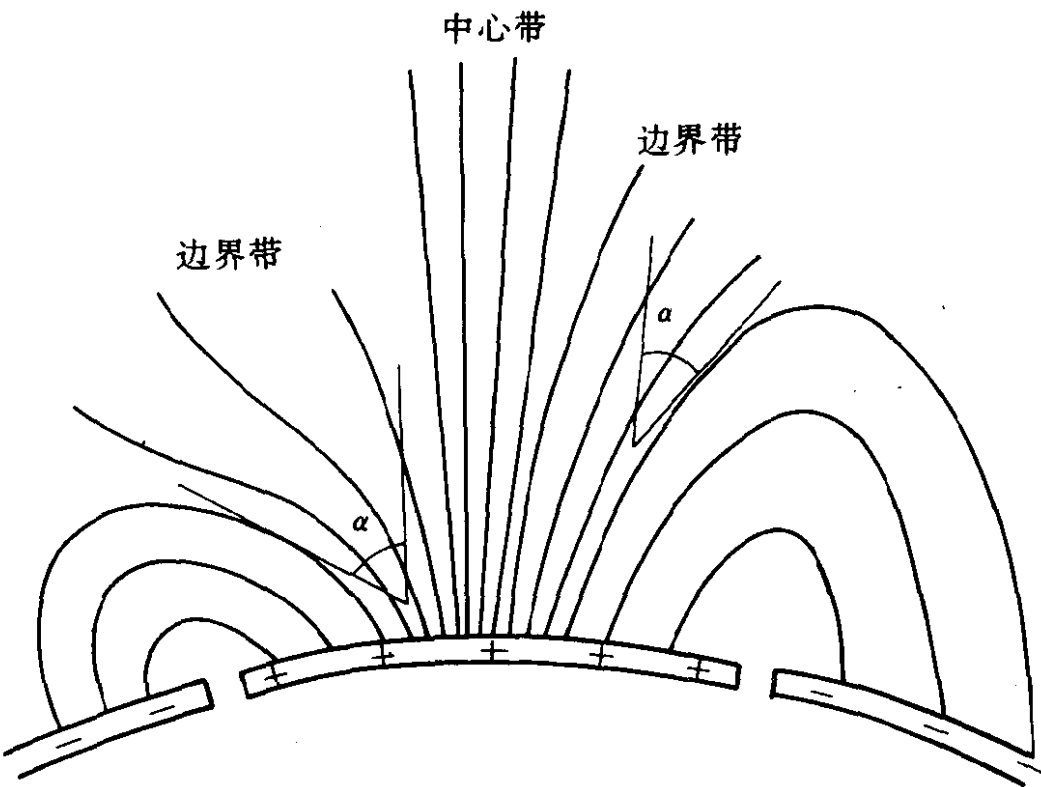


图 4.2 冕洞磁场的双带模型，引自 Wang^[47]

2.3 太阳常量

太阳常量的变化一直是日地关系研究中的重点课题之一。与太阳风对地球的作用不同，太阳常量变化对地球的影响体现了太阳电磁辐射强度变化对地球的作用。粗略的估计认为，气候系统从太阳辐射中吸收的能量情况约为 $240\text{W}/\text{m}^2$ ，如果太阳常量变化

1%，则会使地球气温变化 $>1\text{K}$ 。一些新的气候模型估计，太阳光度在每个世纪只要有0.5%的系统的变化，就足以用它来解释以前发生的所有的种种气候变化^[49]。但是，正如本文引言中所说，在空间观测时代以前的太阳常量测量精度约为1%，很难发现小的变化。太阳常量受太阳演化、太阳对流运动、磁场变化、太阳振荡及太阳活动等的调制，其变化应该有长期性和各种周期性。与太阳振荡和各种太阳缓变型活动相对应的太阳常量变化周期约为几百秒至11年。我们在本节仅讨论缓变型太阳活动对太阳常量的影响。

太阳的电磁辐射能量主要在可见光波段，大约99%的能量集中于276 Å至496 Å波段，99.9%的能量集中于2170 Å至109400 Å的波段^[50]。紫外波段和射电波段在太阳常量中所占比例很小，但是随时间变化很大。太阳紫外辐射对地球大气参量有巨大的影响。在第21太阳活动周中测得紫外辐射随太阳活动增加而增加。地球大气参量对大气辐射变化的响应，可以用大气参量与黑子相对数的经验线性关系表示。黑子相对数为200时，热层和电离层参量可改变100%^[51]。

空间探测给出了较精确的太阳常量的观测变化。“太阳峰年”卫星(SMM)在1980年用辐射计测量到，在距太阳1AU处太阳常量每年有0.04%的系统性的减小趋势，其间从4月至11月的记录中还有11次短暂的辐射降低^[52, 53]。由于资料有限，分析不出太阳常量的0.04%的系统性减少是属于延续性的还是属于周期变化的一部分。而这11次短暂的降低应该与太阳活动有关，因为1980年是第21太阳周的活动峰期，第21太阳周是有记录以来的第二个高活动太阳周，其黑子数月平均值的峰值位于1979年12月。Willson^[52, 53]发现，这11次暂时的太阳辐射的下降与太阳的2800MHz流量强度、太阳黑子数、太阳黑子投影面积之间有很强的关系，而且前两个的关系比太阳辐射下降与黑子数的相关好。他给出了辐射与2800MHz太阳流量强度的相关系数为-0.56，太阳

辐射与黑子投影面积间的相关系数为 -0.73 ，辐射与黑子数间的相关系数为 -0.36 。Pap^[54]发现，这其中太阳常量最大的几次减小似乎发生在一些特殊黑子群出现在日面之上的时候。为了进一步分析太阳活动区与太阳辐射变化的关系，Pap^[55]把1980年的太阳黑子群分成四类，寻求这四类黑子群各自与太阳常量变化的关系。这四类黑子群是：(1) 新生黑子群——新生成的黑子群或者回转活动区中的新黑子群；(2) 老黑子群——老活动区的剩存黑子群；(3) 活动黑子群——新生的并且发展很快的黑子群，磁型复杂，呈 γ 型或 δ 型；(4) 剩余老黑子群——结构简单、磁型普通的老黑子群(α 或 β 型)。他所得到的结果是：活动黑子群的投影面积与SMM卫星辐射计记录的太阳常量的关系最好，相关系数为 -0.83 ；新生黑子群的投影面积与太阳常量的关系次之，相关系数为 -0.63 ；剩余老黑子群的投影面积与太阳常量的关系更次之，相关系数为 -0.32 ；老黑子群的投影面积与太阳常量的相关系数仅为 -0.24 。他一共使用了400多群黑子的面积数据。从他的结果可知，太阳活动似乎主要是通过活动黑子群即通过结构复杂、发展快、磁型复杂的新生黑子群来调节太阳常量的。表2列出了几种太阳活动参数(量)(缓变型活动参数)与SMM卫星观测的太阳常量的相关系数，该表取自文献[55]。此外，他还发现太阳常量的凹陷和活动黑子群投影面积的变化均有23.5天的周期。

表 2 太阳活动参数(量)与SMM卫星测量的太阳常量的相关系数

太阳活动参量	相关系数	相关系数 (取自文献 52, 53)
2 800MHz 流量强度	-0.58	-0.56
Zürich 黑子数	-0.38	-0.36
全部黑子投影面积	-0.76	-0.73
新生黑子群投影面积	-0.63	—
老黑子群投影面积	-0.24	—
活动黑子群投影面积	-0.83	—
剩余老黑子群投影面积	0.32	—

注：该表引自文献 [55]

太阳常量的变化对地球大气的影响是一个非常重要又复杂的地球物理课题，从太阳研究的角度看，太阳常量研究的首要问题是如何能够把观测精确度提高到 10^{-4} 以上而且长时间做测量的问题。空间观测应该是一条可行之路。

3. 爆发型太阳活动及其影响

在这部分，我们讨论爆发型太阳活动及其对地球空间环境影响的研究在最近十几年里取得的进展和所面临的挑战、有待解决和探索的关键问题。太阳耀斑是太阳局部区域最剧烈的爆发现象，虽然一个面积为 1 000 个面积单位的大耀斑在其两个小时的寿命中可释放能量达 $4 \times 10^{25} \text{J}$ ，辐射率为 $3 \times 10^{23} \text{J/min}$ ，与太阳辐射率相比只不过是十万分之一，但是耀斑释能相对集中于短波区和粒子辐射，对地球环境有特殊的作用。日冕物质抛射是另一种激烈的太阳活动现象，它平均每次可抛射出大约 10^{15}g 量级的大量物质，约为每分钟太阳风使太阳损失质量的 3 倍。从日地关系学的立场看，耀斑和日冕物质抛射是行星际扰动和地球物理扰动的重要的源。因此，我们将在种种爆发型太阳活动中仅讨论耀斑与日冕物质抛射。

3.1 太阳耀斑

近十余年来空间与地面联合进行的太阳耀斑多波段（中子、 γ 射线、X 射线、紫外辐射、可见光及射电波段）观测，使我们对耀斑的认识有了飞跃进展。尤其是 1980 年发射的 SMM 卫星及 1981 年发射的“火鸟”（Hinotori）卫星，获得了大量的耀斑观测资料。SMM 卫星携带的耀斑观测设备如表 3，Hinotori 携带的耀斑观测设备如表 4^[56]。由表 3 和表 4 的观测设备可知，在 80 年代耀斑研究的重点已转移到耀斑的高能部分。地面配合的观测设备除单色光观测网及光谱仪之外，有米波、厘米波射电日像仪，射电运动频谱仪，以及新增加的射电快速记录设备和光学太阳磁场望远镜^[57]等。这些设备使我们在 20 世纪 80 年代能够获得高达

50keV 的硬 X 射线耀斑二维像，分辨角为 $5'' \sim 10''$ ^[58]；能在不超过 1 秒时间观测到一幅太阳耀斑的 X 射线辐射谱^[59]；能记录时间分辨为 1 毫秒的耀斑射电辐射精细时间结构^[60]；能以 $2''$ 或更高的空间分辨率和 $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{T}$ 的灵敏度测量太阳光球磁场^[57]。

表 3 SMM 卫星的耀斑观测设备

仪器	能段	谱分辨	空间分辨
γ 射线/中子谱仪	γ 射线: 0.3~100MeV 中子: >20MeV	476 通道	全太阳
硬 X 射线爆谱仪	20~255keV	15 通道	全太阳
硬 X 射线成像谱仪	3.5~30keV	6 通道	$8'', 32''$
软 X 射线多色仪	1.4~22.4 Å	0.20m Å	$14'' \times 14''$
紫外谱仪、偏振仪	1 100~3 200 Å	0.02 Å	$1'' \sim 15 \times 286''$
日冕仪/偏振仪	4 465~6 885 Å	4 宽道 FeXIV, H α	$10''$

表 4 “火鸟” 卫星的耀斑观测设备

仪器	能段	分辨能力
太阳 X 射线望远镜	17~40keV	1 次扫描/3s, $20''$
硬 X 射线谱仪	17~40keV 40~340keV	7.5ms 125ms
γ 射线谱仪	0.21~6.7MeV	128ch/2s
X 射线谱仪	2~12keV 宽带	128ch/4s 125ms
软 X 射线谱仪	1.72~1.99 Å 1.83~1.89 Å	0.00068 Å 0.000042 Å

观测分析已经确认，在耀斑的预相 (prephase)，在主爆发之前几分钟到几十分钟常常有先兆现象在不同波段发生。如光学波段的亮点、暗条活动，射电波段的小爆发、软 X 射线的缓增等。

1986年2月4日3B/X3.0大耀斑之前40min,观测到了射电波段的缓增和小爆发以及软X射线($1\sim 8\text{\AA}$)辐射的缓变增强,计算出的预热温度为 $1.7\times 10^7\text{K}$,辐射量度为 $6.1\times 10^{48}\text{cm}^{-3}$ ^[61].此外还观测到相应区域磁场的剪切、挤压和速度场的红移等在预相出现^[62].主爆发之前有时可观测到Ⅲ型射电爆发,这意味着一些电子已被加速到很高的速度,甚至达到光速的几分之一.

在耀斑的脉冲相或爆发相,观测到除2.22MeV和0.51MeV的 γ 射线辐射迟至之外^[63],各波段辐射几乎同时开始.在硬X射线波段,辐射几乎同时达到峰值,有时可观测到高能硬X射线辐射峰迟于低能辐射峰,这可能是由于高能粒子需要更多的加速时间.在微波波段,已观测到低频辐射的峰迟于高频峰出现,这可能与微波波源的运动或扩展有关.观测发现,耀斑的硬X射线辐射与微波辐射的时间变化曲线形态上很相符,因而认为两者的高能电子来自同一电子总体.在某些渐变型耀斑中也观测到了微波波峰迟于硬X射线辐射峰的出现^[64].在软X射线波段,则观测到谱线的变宽与蓝移,由此估计出的湍动速度约为 $100\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$,物质向上运动速度约为 $350\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ^[65].这表明有高能粒子从爆发的源区向下轰击引起色球物质湍动和蒸发.SMM卫星观测到耀斑的紫外连续谱辐射几乎与硬X射线辐射同时产生^[66].这就导致一个严重的机制问题,即在密度为 10^{12}cm^{-3} 的太阳大气中产生硬X射线辐射和OV线辐射的 $20\sim 100\text{keV}$ 的电子并不能穿透到产生紫外连续谱的区域(10^{14}cm^{-3}),又怎么能几乎同时产生硬X射线与UV连续谱辐射呢?观测还揭示出,耀斑的 γ 射线辐射在很宽的波段内也几乎同时开始,这就要求一种短时间大功率粒子加速机制.粒子加速是耀斑物理中又一个最具挑战性的问题之一.近代耀斑观测另一个重要成果是观测到了耀斑的中子(1GeV)发射^[67].在可见光区,观测发现耀斑的 H_α 面积突然膨胀在时间上与微波辐射峰期相符,而 H_α 面积峰则较硬X射线辐射峰、射电辐射峰迟到几十分钟^[68].

在耀斑的第三位相——渐变相，应该提到的观测成果是，发现双带耀斑的两条亮带从脉冲相的膨胀运动转变为渐变相的分裂运动^[69]，以及渐变相并不是唯一地意味着不再有高能成分的产生^[70]。

在耀斑的空间结构方面，近 10 年的空间与地面多波段观测分析使我们能直接比对各波段辐射源的位置和变化。大量的分析工作^[35,71,72]表明，至少应该存在两种类型的耀斑空间结构。第一类是爆发首先发生在日冕磁场环弧结构的上部，高能荷电粒子沿弧向下轰击，打击环内物质产生硬 X 射线辐射，同时，在环内的磁场中产生微波辐射，色球层被轰击加热产生 H_α 耀斑。然后，随着物质的向上运动，硬 X 射线辐射源和微波辐射源均向上移动到结构的顶部。这就是粒子束轰击图象。另一类是耀斑的空间结构特别能反映缓变型耀斑的观测图象。这类耀斑的硬 X 射线辐射呈单源，位于日冕磁拱形结构的顶部，尽管热与非热成分可能经历很大变化而高能源稳定不动，有的耀斑的高能源的投影位置甚至距 H_α 亮带有 1' 之遥，位于日冕中高达 $6 \times 10^4 \text{ km}$ 。这类耀斑似乎是加速与加热过程在同一源中发生。至于能量如何从结构顶部传到底部，目前仍有通过粒子束和通过热传导两种模型之争。

在日地关系研究中颇受到重视的太阳耀斑统计性质方面，文献 [73] 介绍了重要的新进展：(1) 20 世纪 80 年代中期以后陆续发现 γ 射线爆发、射电爆发、硬 X 射线爆发及光学耀斑的产率有 154 天左右的周期性，80 年代末期的工作又对该周期的普适性提出怀疑，因为第 22 太阳活动周上升段里这个周期不明显；(2) 大耀斑产率峰期相对于黑子数或小耀斑峰期的推迟性；(3) 大耀斑群居性；(4) 最近发现，不伴有 γ 射线爆的太阳质子耀斑的硬 X 射线光子的最高能量与爆发相的记数率的变化率线性相关^[74]。这些新的结果将会有助于日地学研究及日地扰动预报研究。

耀斑的理论研究在 80 年代随着多波段与二维（因而构成了实际上三维）观测技术的使用有了很大进展。在耀斑的储能机制方

面，肯定了磁场剪切、磁场挤压和磁场扭转等方式^[75,76]，所以光球中结构的运动和速度场与磁场的结合研究受到重视。新浮现磁流及磁流管因运动而扭转过紧，都被认为是最可能的触发耀斑的因素^[77,78]。由于观测分析出活动区电流核与耀斑核位置相符，电流体系在产生耀斑中的作用的研究也得到了发展^[79,80]。在耀斑释能过程方面，很多工作都以磁场重联作为理论基础。然而磁场重联机制一直存在重联速率问题。Priest 和 Forbes^[81]近年提出了新的快速稳定磁场重联的新理论，大大推进了理论工作。磁场重联在耀斑释能中的作用已被公认^[82]。耀斑储能、触发和释能的磁机制理论工作，特别是磁场重联理论一直是与地球磁层中的重联研究相互借鉴的。

太阳耀斑在 20 世纪 80 年代的日地关系研究中占有特殊地位，除去气象水文方面经典性的诸多理由之外，人类在开发利用空间方面的进展和需求是另一个重要原因。空间飞行器的大量使用给人们在政治、经济、文化、军事各个领域都带来了极大的经济效益和社会效益。一个需要很多人做几年的考查工作，利用人造卫星在很短时间内就可完成。无线电通讯的广泛使用是使耀斑研究受到重视的又一个原因。

太阳耀斑对地球大气的影响与响应问题，在 20 世纪 60 年代和 70 年代发表的不少统计研究工作，发现太阳耀斑对大气气压、大气电状态、大气的臭氧含量都有明显作用。20 世纪 70 年代后期出版的文献 [83] 的第四章有详细介绍。20 世纪 80 年代的洪灾及太阳质子事件知识的普及，一些学者开始探讨高能太阳爆发、太阳质子事件与天气的关系。文献 [84] 的结论是高能太阳爆发出现三天后，中国长江流域以南广大地区内的候平均降水量有明显增加。而文献 [85] 的结论是，有 2/3 的质子事件（峰值流量 $\geq 100\text{pfu}$ ）在其发生的月内长江中下游及华北地区降雨指数的距平值 < 0 ，较常年旱。然后又根据质子耀斑后雨多，认为“太阳质子事件的发生，有助于缓解这一地区的旱情”。这类统计分析也许会

有助于灾情预测，但由于缺乏细致的物理设想，也可能会事倍功半。90年代这一领域的主要研究将不会以泛泛的统计相关分析为重点，而是以从上到下各层次的耦合研究为将来开辟一条新路。

事实上，80年代各种轨道人造卫星所观测的行星际和近地空间状态的大量数据、理论工作和数值模拟方法的发展，已经为较深入的研究太阳活动（爆发型与非爆发型）所导致的行星际扰动和地球环境的扰动创造了条件。文献[86]分析了13年的行星际介质参数的观测数据与太阳耀斑的关系，发现耀斑的持续时间和等级是决定它所引起的日球与地磁扰动强度的重要参量。耀斑的持续时间是判别它有无显著扰动效应的判据，耀斑亮度则是决定耀斑引起的行星际磁场和地磁场扰动强度的主要参量。亮耀斑引起的太阳风的温度扰动峰值比非亮耀斑所引起的要高出30%左右，两者引起的太阳风压力变化的差异也有30%，引起的行星际南向磁场分量强度的扰动差异也很大，亮耀斑引起的行星际磁场总能量变化超出非亮耀斑引起的40%左右。还发现耀斑引起的距太阳1AU处的日球扰动有明显的东西不对称性，日面东部较大耀斑引起的太阳风密度变化大，而太阳风速度变化有随耀斑日面位置由东至西渐增高的趋势。该工作提出，太阳风与磁层的相互作用可能有两种主要方式。一种是太阳风速增高而产生的相互作用，另一种是行星际磁场增强，特别是南向分量增强所引起的。这类工作为进一步的理论研究奠定了坚实的基础。

太阳耀斑产生的高速太阳风流引起的行星际激波是造成日球扰动和地球环境扰动的重要扰动源，行星际激波的形状、传播特性、三维结构以及它受太阳磁场、日球大尺度结构的影响等问题，对于日地关系研究显然十分重要。根据大量的统计工作和数据模拟工作^[87~91]，现在已经知道：绝大部分耀斑引起的激波都是相对耀斑法向为非对称传播，在经度和纬度方面均为不对称传播；传播的经度范围可达 $\pm 90^\circ$ ，传播的纬度范围为 $\pm 50^\circ$ ，是“舌头”状的激波；激波中等离子体参数和磁场参数一般不是均匀或对称分

布,在经度上向东方向传播优势大,纬度上则为低纬传播占优势;耀斑产生的激波在传播中将偏离其源耀斑的法向,而向太阳电流片方向偏转,太阳电流片有阻碍激波跨越的作用,当耀斑位置与地球在日球电流片同侧时激波容易到达地球;激波的热力学参数的经度梯度明显小于纬度梯度等.这些结果不仅具有理论研究的意义,对于有实用价值的地球空间环境预报研究也是有意义的.

太阳耀斑的粒子辐射和电磁辐射对地球各层大气的影响问题,在其内容上更多地属于地球物理学或空间物理学,不属天体物理学的研究对象,本文不做涉及.而由耀斑等太阳活动对人类空间飞行或飞行器的影响所导出的“空间天气学”中的太阳活动预报将作为本文的一小节在后面略为讨论.

3.2 日冕物质抛射

日冕物质抛射是由白光日冕仪观测到的一种日冕瞬变现象,是等离子体被逐离太阳的现象.当日冕物质被某种力加速到超过日面逃逸速度时,就会脱离太阳而被抛向行星际空间.日冕物质抛射在国际上也称为日冕质量抛射,是太阳活动和日地物理及空间物理研究的重点对象之一.

80年代,许多文献总结了日冕物质抛射现象的观测性质^[92~96].其观测性质可简单概括为:一次CME(日冕质量抛射)的质量约为 $8 \times 10^{14} \sim 5 \times 10^{15} \text{g}$;速度可从100至1200km/s;可伴随的现象有耀斑、暗条爆发、米波Ⅱ型及Ⅳ型爆发、缓升缓降型米波爆发,长寿命软X射线爆发及C型硬X射线爆发等;约有1/2到1/3的日冕物质抛射现象无日面活动伴随;约1/2的日冕物质抛射与爆发日珥无关;约有1/3的日冕物质抛射呈环弧或环弧组的形状;与耀斑有关的物质抛射有较高的速度,但速度变化小;与爆发日珥相关的抛射有较低的速度,但其速度变化大.近年又发现了速度较慢的日冕物质抛射,它不能产生激波,寿命较长.由于观测上的困难,我们还不清楚日冕物质抛射的三维形状.观测分析还发现了由日冕物质抛射的时间-高度曲线外推出的在1R。

的起始时间,常常早于与之相关的日面活动现象(如爆发日珥)的起始时间^[97,98].因此,日冕物质抛射现象的原始推动力问题是近年研究的前沿,它与爆发现象的因果关系也正在讨论之中.

许多日冕物质抛射的理论工作试图建立模型,解释其运动特征.一部分理论模型以电磁力为驱动力,文献[99]提出产生日冕物质抛射的活塞驱动模型,文献[100]进而用与背景磁场相反的新磁流的喷发产生的电流片来解释观测现象.应当特别指出的是,数值模拟工作在日冕物质抛射研究中起了极大的推动作用. Dryer 等人的二维 MHD 方法研究日冕物质抛射^[101],给出了与实测比较相符的图象:日冕物质抛射的前方是激波波前和产生射电 II 型爆发的区域,接着是压缩区,产生运动 IV 型射电爆发,然后是白光瞬变前沿,日冕物质与前导物质的接触面,再下面是喷发的快速色球物质及空穴或低密度区,最下面是爆发日珥. Wu 等人^[102]成功地模拟出了观测到的环弧状日冕物质抛射的另一个主要特征——即密度增加最大的区域在环的侧面而不是在顶部.在耀斑和日冕瞬变事件引起的行星际扰动研究中,也引入并大量使用数值模拟方法.相继提出了行星际扰动传播的一维 MHD 数值模型^[103]、二维 MHD 模型^[104]、 $2\frac{1}{2}$ 维非平面 MHD 模型^[105],近年又发展出三维时变 MHD 模型^[106].可以说,数值模拟方法是现代太阳-行星际扰动理论研究的一个主要方法.

对于日地关系研究而言,日冕物质抛射事件的意义不亚于太阳耀斑.爆发型太阳活动抛射出的等离子体,以磁云的形式在行星际传播引起太阳风扰动. Burlaga 等人提出识别磁云的两个重要判据是磁场强度异常增强和磁场矢量相对于黄道面的倾角单调地旋转.分析发现,这种旋转往往限于某一平面内,而垂直于此平面的分量是近似不变的,像是一种螺旋的环状磁结构.近年的分析表明,磁云磁场近似于无力因子为常数的无力磁场^[107,108].行星际磁云是一种强磁场结构,内部磁场矢量单调旋转.因此有可

能在地球周围形成较长时间行星际磁场向南的状态，从而形成强主相磁暴。磁云是引起磁暴的一种重要的行星际瞬变扰动结构，磁云的不同特征会决定地磁暴的类型。章公亮等^[109]最近指出：在磁云磁场强度相近的条件下，背景太阳风及磁云的速度影响着磁暴的类型；磁云前的高密度结构是决定磁暴初相特征的重要因素；强正磁云引起的磁暴的主要特性是主相长时间的延迟；磁暴强主相的开始取决于磁云磁矢量指南。80年代中，国内外这类把太阳活动、行星际扰动与地球物理扰动结合起来的大量研究工作，孕育了90年代日地关系研究的主流，体现了边缘科学的特征。

3.3 太阳活动预报

太阳活动预报是80年代形成的“空间天气与空间气候”学的一个主要分支，其应用性较强，在国防、经济、文化等领域均有实用价值，特别受到航天、通讯、防灾等方面的重视。随着人类开发空间规模的扩大和人类生产与生活现代化程度的提高，人类对太阳活动预报的需要将会像目前人们需要气象预报一样，因而将会有较快的发展。文献[110]对太阳活动预报做了较全面的评述，这里只做简单讨论。

长期预报在80年代仍然没有适当的统一的方法，给出的预报弥散很大。提前5年以上对太阳周参量做的预报，误差为10%~20%者已经是属于上等^[111]。统计方法广泛用于长期预报，但提前量超过几年就会遇到困难。主要原因在于我们缺乏对太阳活动周机理的真正了解，数学方法上也需要深入研究。应该发展一种综合的长期太阳活动预报方法，吸收日地物理研究的新成果，是90年代的任务。

中期预报目前包含对缓变型活动与爆发型太阳活动两类预报^[112]。用统计模型做的缓变活动（黑子数、2800MHz流量）预报都只预报平滑值，对近期的预报，误差可小于10%。问题是在拐点处很难报准，预报值总是落后于实测值。这需要有更好的预报模型。另外，非平滑值的预报实用意义更大，由于起伏太大，尚

的起始时间,常常早于与之相关的日面活动现象(如爆发日珥)的起始时间^[97,98].因此,日冕物质抛射现象的原始推动力问题是近年研究的前沿,它与爆发现象的因果关系也正在讨论之中.

许多日冕物质抛射的理论工作试图建立模型,解释其运动特征.一部分理论模型以电磁力为驱动力,文献[99]提出产生日冕物质抛射的活塞驱动模型,文献[100]进而用与背景磁场相反的新磁流的喷发产生的电流片来解释观测现象.应当特别指出的是,数值模拟工作在日冕物质抛射研究中起了极大的推动作用. Dryer 等人的二维 MHD 方法研究日冕物质抛射^[101],给出了与实测比较相符的图象:日冕物质抛射的前方是激波波前和产生射电 II 型爆发的区域,接着是压缩区,产生运动 IV 型射电爆发,然后是白光瞬变前沿,日冕物质与前导物质的接触面,再下面是喷发的快速色球物质及空穴或低密度区,最下面是爆发日珥. Wu 等人^[102]成功地模拟出了观测到的环弧状日冕物质抛射的另一个主要特征——即密度增加最大的区域在环的侧面而不是在顶部.在耀斑和日冕瞬变事件引起的行星际扰动研究中,也引入并大量使用数值模拟方法.相继提出了行星际扰动传播的一维 MHD 数值模型^[103]、二维 MHD 模型^[104]、 $2\frac{1}{2}$ 维非平面 MHD 模型^[105],近年又发展出三维时变 MHD 模型^[106].可以说,数值模拟方法是现代太阳-行星际扰动理论研究的一个主要方法.

对于日地关系研究而言,日冕物质抛射事件的意义不亚于太阳耀斑.爆发型太阳活动抛射出的等离子体,以磁云的形式在行星际传播引起太阳风扰动. Burlaga 等人提出识别磁云的两个重要判据是磁场强度异常增强和磁场矢量相对于黄道面的倾角单调地旋转.分析发现,这种旋转往往限于某一平面内,而垂直于此平面的分量是近似不变的,像是一种螺旋的环状磁结构.近年的分析表明,磁云磁场近似于无力因子为常数的无力磁场^[107,108].行星际磁云是一种强磁场结构,内部磁场矢量单调旋转.因此有可

基础的,更加体现边缘科学(日空地)特色的大规模合作研究.90年代的日地关系学把日地作为一个整体系统来研究,所涉及的领域非常广.而从天体物理研究角度考虑,重要的是太阳活动部分和太阳活动引起的扰动在行星际空间传播的问题.我们将以这两部分为主做如下的简短讨论.

4.1 太阳

(1) 太阳常量 前面已经讨论过太阳常量的变化将会严重影响地球天气与气候以及 SMM 卫星的测量结果和分析情况.现在的问题是,我们需要以高精度在空间长期测量太阳总辐射量的数值,得到每天的太阳总辐射流量密度以及在红外、可见光、UV、EUV 和软 X 射线波段的辐射流量密度,这样才能为地球大气的物理研究提供边界条件和初条件.SMM 卫星资料的分析显示出太阳活动区特殊黑子群与太阳常量变化相关^[55],这是对九个月观测的一次分析.都有哪些太阳的空间结构会引起太阳常量的时间变化,是必须研究的.同时,通过太阳振荡观测所做的太阳内部结构的研究,太阳周理论的研究等都会有助于问题的解决.当前的工作是:从已经观测到的资料建立太阳总辐射和 UV、EUV 及 X 射线波段辐射随时间变化的参考模型;探讨各波段的辐射变化是否在太阳周中有位相差;证认太阳磁场变化是否与太阳常量变化有关;找出与太阳常量变化相关的日面结构.URAS (Upper Atmosphere Research Satellite) 卫星已经取得了新的观测数据^[116], SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) 卫星将于 1995 年底发射,用太阳辐射计进行两年的观测.

(2) 冕洞 冕洞的研究因其是高速太阳风源而具有独特地位.冕洞的形成、为什么随太阳做刚体运转而无较差自转、能量是如何流入冕洞而提供给太阳风高速流的等问题是冕洞和日地关系研究中富有挑战性的课题.从观测和理论两方面讨论波动向日冕和冕洞的供能是一条可行之路.SOHO 卫星将携带白光日冕仪、UV 日冕光谱仪做日冕观测, Solar-A^[117] 卫星的软 X 射线望远镜也将

在 X 射线波段观测日冕。高空间分辨的冕洞的磁场测量仍然是一个需要但是艰难的任务，90 年代可望在冕洞的磁场数值模拟方面有所发展，从势场模型步入无力场模型^[47]。冕洞的地面观测和长期监测对于日地关系研究是不可或缺的，滤光器式的冕洞观测望远镜正在酝酿制造^[118]。90 年代的观测手段所获得的资料将会使冕洞的多波段（射电、光学、X 射线）研究有进一步的提高，使我们对冕洞的三维结构有比较详细的了解。三维结构的认识与冕洞磁场观测或数值模型相结合将给出冕洞模型，有助于太阳风研究中初始条件和边界条件的确定。会给太阳风的研究以相当大的促进。

(3) 太阳黑子 在 90 年代将会继续寻求代替太阳黑子相对数的太阳活动指标，以适于日地关系的研究。这些指标应该有明确的物理意义，如辐射流量密度或者是等效爆发数，甚至是两个波段的辐射流量密度比等。某些研究中已显示出黑子面积优于黑子相对数。太阳黑子的研究将主要服务于活动区演化的研究和太阳磁活动的研究。黑子磁场通量的长期监测结果将会推动太阳周、黑子活动规律、不对称分布的研究。将会继续探讨太阳黑子在减弱太阳辐射过程中的作用，因而其结果会有利于日地关系研究中某些项目的进展。

(4) 太阳耀斑 在日地关系学中太阳耀斑一直是重要研究对象，它是产生行星际扰动和地球物理扰动的扰动源。当前的研究重点应该是耀斑释能的性质、释能的形式、能量的成分以及质量抛射、磁场输出的结构。所获得的结果，将作为行星际扰动的初态和边界条件提供给太阳-行星际动力学的定量或半定量数值模拟工作。在 80 年代工作的基础上^[119]，这方面的研究会有较大进展。为了搞清耀斑的释能过程、粒子加速过程，多项大规模空间-地面联合观测研究计划（例如 Max' 91, Flare22, CORONAS 等）正在进行。日本于 1991 年发射的 Solar-A (Yohkoh)^[117] 卫星携带了多项高时间分辨率、高空间分辨率的观测设备，试图在高

能耀斑研究中有所突破. 表 5 中列出了 Solar-A 的仪器并与 1981 年第 21 太阳周时发射的“Hinotori”卫星所携带的同类仪器作一比较. 由表 5 可知, 这颗新卫星所携带的设备的空间分辨本领、时间分辨本领和谱分辨本领上都是很高的, 优于以前使用的同类设备. Solar-A (Yohkoh) 卫星已经取得了极好的软、硬 X 射线的耀斑二维像, 这为进一步的光学、射电、X 射线的多波段成像及谱的综合研究 (例如文 [120]) 创造了条件^[121]. 新的资料已经成功的用于耀斑研究, 观测到了重联机制产生耀斑的过程^[122,123]. 刚刚投入运转的日本的射电日像仪, 以其 86 面天线 (每个天线直径为 80cm) 在 17GHz 获得了 8" 的空间分辨角, 灵敏度为 0.01R_☉, 并且已取得日冕与色球的磁场观测结果^[115]. 由此可预见, 耀斑的地空联合观测与分析会有更进一步的发展.

表 5 Solar-A (Yohkoh) 卫星观测仪器概况

(1) 硬 X 射线望远镜及 ‘火鸟’ 卫星情况

准直类型	傅里叶综合	旋转调制准直
角分辨率	≤7"	~15"
视场	全日面	全日面
能段	4	1
能量范围	15~100keV	15~40keV
时间分辨率	0.5s	4~6s

(2) 软 X 射线望远镜

焦距	155cm
口径	25cm
掠射角	1.2°
角分辨率	~2.5"
曝光时间	1ms~256s
视场	全日面
像素数	1 024×1 024

(3) 宽波段谱仪

软 X 射线谱仪	2~30keV	128ch/2s	4ch/1s
硬 X 射线谱仪	20~40keV	64ch/2s	4ch/0.063s
γ 射线谱仪	0.2~10MeV	128ch/2s	5ch/0.25s
	10~100MeV	16ch/2s	3ch/0.25s

(4) 布喇格晶体谱仪

离子	S X V	Ca X I X	Fe X X V	Fe X X V I
波区 (\AA)	5.0160~	3.1631~	1.8298~	1.7636~
	5.1143	3.1912	1.8942	1.8044

(5) 日冕物质抛射 90 年代日地关系学中的日冕物质抛射研究预计主要包含三个方面。第一是日冕物质抛射的起因，正如前面讨论过的，这是尚未解决的一个难题。新的观测表明，在软 X 射线波段观测到了日冕物质抛射^[124]。启发我们思考，有的日冕物质抛射可能起源于高层。起源问题的解决需要日冕磁场和流场的观测，而这是比较难的。数值模拟方法将会被运用。第二是日冕物质抛射所携带的物质、磁场、能量及形态的分析估计。由于日面上日冕细节观测困难，预计未来可能会提出粗略的定量的方法，给出估计，以便向研究行星际扰动的太阳-行星际动力学工作提供比较结合实际的边界条件和初始条件。第三是日冕物质抛射事件的识别问题。由于日面日冕细节的地面观测投资巨大，而日冕的空间白光观测只能监视日面边缘，边缘的事件一般又不容易到达地球，所以，为满足日地关系研究及‘空间天气’预报的需要，应该发展日冕物质抛射事件的地面识别方法。多波段的观测及实时的日冕磁场、流场的结构模拟，可能是一条好的出路。但毕竟是个难题。

4.2 行星际及其它

太阳活动产生的扰动到达地球之前首先通过行星际空间，因而受到行星际磁场、行星际介质及物理状态的时间分布和空间分布的影响。因此，日地关系学中行星际研究的主要任务 and 有待解

决的主要问题是太阳扰动会引起什么样的行星际扰动。扰动的传播不仅与环境背景状态有关，还与扰动结构本身的磁场结构、物理状态、能量机制有关。在太阳扰动给出的初始条件和边界条件下激波和磁云是怎样传播和运动的，它们到达地球磁层顶时又是什么状态，是行星际动力学要解决的基本问题。为了探测靠近太阳的扰动资料，近太阳卫星和行星际射电闪烁观测方法是必需研究的。以数值模拟为主要方法的行星际扰动研究可望向可与观测比对的定量阶段迈进一步^[125]。

行星际扰动传至地球磁层顶，是如何把能量通过边界层传入磁层的，而后再如何向下作用于电离层，这是磁层物理在日地关系学中的基本问题。当前面临的挑战主要是磁层的各种尺度结构和形成问题，向阳面和背阳面太阳风和磁层顶区的磁重联过程问题以及太阳风动压的突然变化对磁层及层间耦合的影响问题^[126]。欧空局(European Space Agency)拟发射一组由四颗卫星组成的观测系统，名为“Cluster”。四颗卫星不在同一平面内，彼此距离可调以便测量不同尺度的空间结构。“Cluster”取得的观测资料将使我们能研究不同等离子体结构之间的边界区物理，研究质量、动量和能量是如何传递的。还可以对地球磁尾等离子体和电磁场大尺度重建过程中等离子体加速等等问题进行探讨。

扰动经过磁层后，往下相继遇到的是电离层如何在磁层与热层、中层大气之间起承上启下的作用，以及扰动影响低层大气的问题。总起来说，90年代的日地关系学是把日地作为一个整体系统、一个内部相互联系、作用的系统来观测来研究的，其重点放在各层次间的耦合问题上。

5. 90年代日地关系的国际合作研究^[127]

由于日地关系的研究关系到全人类的生产活动、生活活动和科学研究活动，许多国家都给以极大的关注。国际科联为90年代的日地关系系统研究组织了大规模国际合作，该项合作研究几乎

席卷了绝大部分日地科学家。该项合作抓住了日地间各层次耦合的关键因素——能量问题，因而称这项计划为日地能量计划(1990~1997年)，简称为STEP。STEP准备发射20颗卫星，作相应的空间探测，与地面观测计划相配合，通过有关研究项目的完成，达到在科学上定量地了解日地系统间各层次的能量与质量耦合机制；在实用上提高我们对太阳各种能量成分和扰动影响地球环境、我们的技术系统和生物圈的预报能力。STEP共分成6个研究组开展工作，其工作目标和研究项目简介如下：

第一组：太阳作为能源和扰动源

目标：了解太阳及其周围电磁辐射和粒子辐射的主要产生机制，为改进短期（几分钟到几天）扰动和长期（几年到几十年）变化的预报能力而建立物理模型

项目为：

1. 第22太阳周峰年研究
2. 第22周太阳电磁辐射研究

第二组：能量及质量通过行星际介质和磁层-电离层系统的传输

目标：了解能量、动量和质量穿越不同等离子体之间的边界及激波的机制，研究加速、扩散和对流过程，研究影响复合粒子流、等离子体和场的不稳定性

项目为：

1. 太阳导致的行星际瞬变过程
2. 地面的地磁协调观测，磁层响应及磁层-电离层耦合
3. 磁层-电离层耦合与极区极光动力学

第三组：电离层-热层耦合及对能量和动量输入的反应

目标：了解电离层-热层系统中中性部分与电离部分耦合与相互作用的整个过程，研究系统对太阳输入变化的反应，粒子、场和波从邻区输入能量和动量

项目为：

1. 等离子体结构的全球特征
2. 磁层-电离层-热层系统中波动过程能量传输中的效应
3. 电离-热层系统的耦合和动力学
4. 赤道电离层-热层系统
5. 中间层与低热层耦合研究
6. 电离层的高层大气模式

第四组：中层大气对上下作用力的响应

目标：了解中层大气对太阳和空间输入变化的响应，对火山的、气象的、生物圈的和人类的活动的响应，研究这种响应反馈到上、下大气层的程度

项目为：

1. 中层大气地空观测网
2. 波动能量的向上耦合
3. 赤道中层大气动力学
4. 地面与空间的中层大气遥感
5. 极区中层云的电动力学研究
6. 中层大气的全球电动力学与耦合
7. 低平流层的结构
8. 中层大气与对流层气候

第五组：太阳变化对人类环境的影响

目标：确定太阳变化对中、低层大气物理和化学性质及大尺度行为的影响，对人工技术系统、地球电流和生物学系统的影响，系统阐述、检验和研究产生这些效应的机制

项目为：

1. 大气 10 年变化研究项目
2. 太阳短期变化对中、低层大气影响
3. 太阳变化对中、低层大气可能产生的影响的模拟研究
4. 全球大气电测量计划
5. 太阳变化对技术系统和生物圈系统的影响：空间与地面技

术系统受太阳变化影响的定量信息汇编

第六组：信息服务与资料服务（略）

我们从这项执行中的、庞大的国际日地研究计划可以清楚地看出，90年代的日地关系学将以突出空间观测、空间-地面联合观测为基础，以日地各层次间耦合研究为主线，极大地体现边缘科学特色，把日、地、行星际空间作为一个整体体系来研究。它将为21世纪的同类研究提供一个很好的开端，并且极具启发性。

参 考 文 献

- [1] Ellison M. A. The Sun and its influences. London: Routledge and Kegan Paul Ltd, 1955
- [2] White D R. The solar output and its variation Boulder: Colorado Associated Univ. Pr, 1977
- [3] Wilcox J M, Ness N F. Quasi-stationary corotaing structure in the Interplanetary Medium. J. Geophys. Res., 1965, 70: 5793—5805
- [4] Svalgaard L. SUIPR Rpt. California, US: Stanford University Press, 1973
- [5] Wilcox J M. Scherrer P H, Svalgaard P H. Solar magnetic sector structure; Relation to circulation of the earth's atmosphere. Science, 1973, 180: 185~186
- [6] Park C G. Solar magnetic sector effects in the vertical atmospheric electric field at Vostok, Antarctica. Geophys. Res. Letters, 1976, 3: 475~478
- [7] Timothy A F, Krieger A S, Vaiana G S. The stracture and evolution of coronal holes. Solar Phys., 1975, 42: 135
- [8] Füst E, Hirth W. A coronal hole observed at 10.7cm with a large single dish. Solar Phys., 1975, 42: 157
- [9] Gosling J T, Hundhausen A J. Solar wind stream evolution at large heliocentric distances: experimental demonstration and the fest of a model. J. Geophys. Res, 1976, 81: 2111~2122
- [10] Hundhausen A J. Gosling J T. Solar wind structure at large heliocentric

- distances: an interpretation of Pioneer 10 observations. *J. Geophys. Res.*, 81 : 1436—1440
- [11] Bray R J, Cram L E, Durrant C J, Loughhead R E. Plasma loops in the solar corona. London: Combridge Univ. Pr, 1991
- [12] Kopp R A, Pneuman G W. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. *Solar phys.* 1976, 50 : 85
- [13] Anzer U. MHD aspects of coronal Trasients. In: Dryer M, Tandberg-Hanssen E, ed. *Solar and interplanetary Dynamics*. Boston: D. Reidel Co. 1980. 263~277
- [14] MacQueen R M. Coronal mass ejections. *Philos. Tras. R. Soc. Ser A*, 1980, 297 : 605
- [15] Hildner E. Mass ejections from the solar corona. In: Shea MA, Sntart D F, Wu S T, ed. *Study of travelling interplanetary phenomena*. Holland: Reidel Publ. Co. 1977. 3~21
- [16] Burlage L F, Sittler E, Mariani F, et al. Magnetic loop behind an interplanetary shock. *J. Geophys. Res.*, 1981, 86 : 6673~6684
- [17] Wu S T. Theoretical interpretation of travelling interplanetary phenomena and their solar origins. In: Dryer M D, Tandberg-Hanssen ed. *Solar and interplanetary dynamics*. Dordrecht: Reidel Publ. Co. 1980. 443
- [18] Willams D J. The open program: an example of the scientific Rational for future solar-terrestrial research programs. In: Dryer MD, Tandberg-Hamssen, ed. *Solar and interplanetary dynamics*. Dordrecht: Reidel Publ. Co. 1980. 507~522
- [19] Nakagawa Y. Dynamics of coronal transients: two-dimensional non-plane MHD models. In: Dryer MD. Tandberg-Hanssen, ed. *Solar and interplanetary dynamics*. Dordrecht: Reidel Publ. Co. 1980. 495~498
- [20] 肖兴华, 唐小英, 韩延本. 应用多条件综合概率方法研究地球自转、太阳活动对地震的综合影响. *北京天文台台刊*, 1973. 2 : 19~26
- [21] Solar Activity Prediction Group. Solar activity predictions at Peking observatory. In: Donnelley R F, ed. *Solar-terrestrial predictions proceedings*. Boulder, U. S. : NOAA. 1979. 154~162

- [22] 王家龙, 范岳华, 林柏森等. 第 21 周上升段太阳黑子数预计. 天文集刊, 1978, 1: 81~85
- [23] 王家龙, 张柏荣. 太阳活动预报评述. 云南天文台参考资料, 1989, 6: 1~12
- [24] 张先恭. 太阳黑子极值年与我国夏季温度见: 中国科协天地生综合研究联络组编. 天地生综合研究. 北京: 中国科学技术出版社. 1989. 233~235
- [25] 张启文. 太阳活动与海水超长期预报. 见: 中国科协天地生综合研究联络组编. 天地生综合研究. 北京: 中国科学技术出版社. 1989. 238~242
- [26] 胡菊, 欧阳玫君. 太阳活动、厄尔尼诺、大气环流与持续酷热天气过程的“长期”预报. 见: 天文与自然灾害编委会编. 天文与自然灾害. 北京: 地震出版社. 1991. 109~112
- [27] 孙长安, 杨本有. 太阳活动与长江中下游旱涝的规律. 见: 天文与自然灾害编委会编. 天文与自然灾害. 北京: 地震出版社. 1991. 115~120
- [28] Labitzke K, Van Loon H. Sunspot, the QBO, and the stratospheric temperature in the north polar region. Geophys. Res. letters, 1987, 14: 535~537
- [29] 高砚田, 黄寅亮, 傅元芬. 太阳黑子面积、太阳黑子与天津夏季降水总量的相关对比分析及预报检验. 见: 天文与自然灾害编写组编. 天文与自然灾害. 北京: 地震出版社. 1991. 96~100
- [30] 陈林, 张元东. 海滦河流域丰枯水年演变与太阳关系. 见: 中国科协天地生综合研究联络组. 天地生综合研究. 北京: 中国科学技术出版社. 1989. 236~238
- [31] Hill B T, Stephen J J. J. Geophys. Res., 1990. 95: No. C4, 5385
- [32] 顾震年. 太阳活动及其对气候及地球自转之影响, 天文学进展, 1991, 9: 51~59
- [33] 蒋窈窕. 全国历史地震与太阳活动. 见: 天文与自然灾害编委会. 天文与自然灾害. 北京: 地震出版社. 1991. 67~73
- [34] 沈宗丕. 太阳 22 年极性周期与我国强震周期分析. 同上. 76~78
- [35] 高建国. 地震研究, 1986, 9: 321
- [36] Gu Z. A relation between solar activity and the Earth's rotation.

- Earty. *Moon and Planets*, 1990, 48 : 189~195
- [37] 王家龙, 汤柏盛, 张桂清等. 第 22 周太阳黑子数极大值预报. *地球物理学报*, 1985, 28 : 641~643
- [38] Bohlin J D. Extreme-ultra violet observations of coronal holes. *Solar Phys.* 1977, 51 : 377~398
- [39] Pneuman G W, Orrall F Q, Structure, Dynamics and heating of solar atmosphere. In: Sturrock P A, Holzer T E, Mihalas D M, et al. ed. Holland: Reidel Publ. Co. 1986. 71~134
- [40] Krieger A S, Timothy A F, Roelof E C. A coronal hole and its identification. *Solar Phys.*, 1973, 29 : 505~525
- [41] Mikhailutsa V P, Gnevyshev M N. The solar cause of geomagnetic disturbances. *Solar Phys.*, 1985, 98 : 387~393
- [42] Zhang G L, Xu YF, Gao YF. et al. Heliospheric magnetic parameters and solar activity. *Sci. sinica. ser. A*, 1985, 28 : 1081~1089
- [43] 章公亮, 徐元芳. 两个太阳周的日球参数变化. *空间物理与探测技术*, 1991, 6 : 106~109
- [44] Leer E, Holzer TE, Fla T. Acceleration of the Solar wind. *Space Sci. Rev.*, 1982, 33 : 161~200
- [45] Hollweg JV, Bird MK, Volland H. et al. Possible evidence for coronal Alfvén waves. *J. Geophys. Res.*, 1982, 87 : 1~8
- [46] Zirker JB. Wind, holes and bright points. In: Altrock RC, ed. *Solar and stellar coronal structure and dynamics*. New Mexico: National Solar Observatory. 1988. 71~79
- [47] Wang Z, Yoshimura H, Kundu MR. A two-zone model of coronal hole structure. In: *ibid.* 1988. 458~471
- [48] 庄洪春, 罗福山, 梁尤献等. 大气电场观测与日地关系. 见: 中国科协天地生综合研究联络组. *天地生综合研究*. 北京: 中国科技出版社. 1989. 220~226
- [49] Eddy J A. *Climate change*, 1977, 1 : 173
- [50] Herman J R, Goldberg R A. *Sun, weather and Climate*. Washington D C: NASA, 1978
- [51] Schwentek H, Elling W. Increase in the response of the Earth's atmo-

- sphere to sunspot cycle. *Solar Phys*, 1981, 74 : 355~372
- [52] London J, Frohlich C, ed. *Proceedings of IAMAP Third Sci. Assembly*. Boulder, U. S. : [s. n]. 1982
- [53] Willson R C. Solar irradiance variation and solar activity. *J. Geophys. Res*, 1982, 87 : 4319~4326
- [54] Pap J. *Astron. Nachr*, 1984, 305 : 13
- [55] Pap J. Activity of sunspots and solar constant variations during 1980. *Solar Phys.*, 97 : 21~33
- [56] Kondo I. Hinotori Satellite. In: ISAS, ed. *Hinotori symposium on Solar flares*. Tokyo: [sn]. 1982. 3
- [57] 艾国祥, 胡岳风. 太阳磁场望远镜. 北京天文台台刊, 1986, 8 : 1~10
- [58] 王家龙. 太阳耀斑观测性质. 天文学进展, 1992, 10 : 1~10
- [59] Lin R P, Schwatz R A. High spectral Resolution measurement of a solar hard X-ray burst. *Astrophys. Journal*, 1987, 321 : 462~474
- [60] Benz A O. In: Dennis B R, ed. *Rapid Fluctuation in solar flares*. U. S. : NASA. 1987. 133
- [61] Wang J L. A study of two impulsive flares in Feb. 1986. *Publ. Beijing Astron. obs.* 1991, 19 : 32
- [62] 艾国祥, 张洪起, 李威. 太阳耀斑出现在红移区. 科学通报, 1991, 36 ~122
- [63] Chupp E L. High energy neutral radiation from the Sun. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1984, 22 : 359~387
- [64] Takakura T, Degaonker S, ohki k, et al. Long time delay between hard X-ray and microwave burst peaks. *Solar phys.*, 1983, 89 : 379~390
- [65] Antonucci E, Gabrial A H, Acton L W, et al. Impulsive phase of flares in soft X-rays. *Solar Phys.*, 1982, 78 : 107~123
- [66] Orwig L E. Compariso of sdar hard X-ray and UV line bursts. In: Neidig D F, ed. *The lower atmosphere of Solar flares*. New Mexico: National solcor Obs. 1986. 306~317
- [67] Chupp E L. Solar neutron observations and flare acceleration problems. *Solar Phys.*, 1988, 118 : 137~154
- [68] Wang J L. Takakura T, Liu J Q, et al. An observational study of a

- flare. *Solar Phys.*, 1987, 108 : 169
- [69] 王家龙, 汤柏盛, 陈传乐等. 1980年7月23日3B耀斑. *天体物理学报*, 1981, 1 : 67
- [70] Forrest D. *Proc. XXVI COSPAR Symp.* [sl] : [sn]. 1986
- [71] Machado ME, Duijveman A, Dennis B R. Spatial and temporal evolution of an X-ray flare. *Solar Phys.*, 1982, 79 : 85
- [72] Takakura T, Ohki K, Sakurai T, et al. Hard X-ray imaging of a solar burst. *Solar Phys.*, 1984, 94 : 359~367
- [73] Wang J L. Characteristics of solar flares from observations. *Proc. Astron. Soc. Australia*, 1991, 9 : 203~208
- [74] Wang J L. Statistical property of proton flare. In: Zirin H, Wang H. *Solar magnetic field and velocity field*. California: Book Crafters. 1992. 366
- [75] 李京, 艾国祥, 张洪起等. 太阳耀斑磁场和速度场. *天体物理学报*, 1988, 8 : 301
- [76] 王家龙. 耀斑日珥中扭转磁场的松转. *中国科学*, 1985, 9 (A) : 840
- [77] Martin S F, Dezso L, Antolova A, et al. Emerging magnetic flux, flares and filaments. *Adv. Space Res.*, 1983, 2 : 39~51
- [78] Browning P, Priest E R. The shape of buoyant loops *Solar Phys.*, 1986, 106 : 335~351
- [79] Lin Y Z, Gaizauskas V. Coincidence between H α flare kernels and current density peaks. *Solar phys.*, 1987, 109 : 81
- [80] Hagyard M J, Hong Q F, Ding Y J, et al. 1986年2月活动区研究. *天体物理学报*, 1988, 8 : 124~130
- [81] Priest E R, Forbes T G. New model for magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.*, 1986, 91 : 5579~5588
- [82] Priest E R. In *International Astron. Union. Report on astronomy*. Holland: X X th General Assembly of IAU. 1988
- [83] Herman J R. Goldberg RA. *Sun, Weather and climate*. Washington DC: NASA, 1978
- [84] 徐国钧, 成永勤, 牟蓉. 太阳瞬时爆发对降水影响. 见: 中国科协天地生综合研究联络组. *天地生综合研究*. 北京: 中国科技出版社. 1989.

- [85] 周树荣, 徐群. 降雨与质子事件关系. 见: 天文与自然灾害编委会. 天文与自然灾害. 北京: 地震出版社. 1991. 105
- [86] 章公亮. 太阳引起的日球和地磁扰动. 中国科学, 1984, 3 : 254
- [87] Kakinuma T, Watanabe T. Space Sci Rev. , 1976, 19 : 611
- [88] Rechet B J. Disturbances in the solar wind. Solar Phys. , 1975, 43 : 237~247
- [89] 魏奉思. 空间科学学报, 1986, 6 : 76
- [90] 魏奉思. 耀斑-激波非对称传播的统计研究. 中国科学, 1987, 2 : 186
- [91] 刘四清, 魏奉思. 耀斑-激波和耀斑日面位置关系. 空间物理与探测技术, 1991, 6 : 133~136
- [92] Harrison R A. Solar coronal mass ejections and flares. Astron. Astrophys. , 1986, 162 : 283~291
- [93] Low B C. Coronal mass ejections. In: Swings J. -P. , ed. Highlights of astronomy. [s. l.] : [s. n]. 1986. 7 : 743~748
- [94] Wagner W J. Coronal mass ejections. Ann. Rev. Astron. Astrophys. , 1984, 22 : 267~290
- [95] Kahler S. Coronal mass ejections. Rev. Geophys. , 1987, 25 : 663~675
- [96] Wagner W J. Mass ejections, transients and flares. In: Altrrock RC, ed. Solar and stellar coronal structure and dynamics. New Mexico: National Solar Obs. 1988. 473~500
- [97] Fisher R, Carcia CJ, Seagraves P. On coronal transient-eruptive prominences. Astrophys. J. Letters, 1981, L161~L164
- [98] 王家龙, Nelson GJ, sheeley NR, et al. 爆发日珥与日冕物质抛射. 天体物理学报, 1989, 9 : 260
- [99] 胡文瑞, 唐泽眉. 环状日冕瞬变活塞模型. 天体物理学报, 1985, 5 : 148~157
- [100] 胡友秋. 双重电流片和瞬变. 天体物理学报, 1986, 6 : 312~316
- [101] Dryer M. Coronal transient phenomena. Space Sci. Rev. , 1982, 33 : 233~275
- [102] Wu S T, Nakagawa Y, Han S M, et al. Magnetohydrodynamics of

- atmospheric transients. *Astrophys. J.*, 1982, 262 : 369~376
- [103] Steinolfson R S, Dryer M, Nakagawa Y. Numerical MHD Simulation of IP shock pairs. *J. Geophys. Rev.*, 1975, 80 : 1223~1231
- [104] Wu ST, Han SM, Dryer M. Two-dimensional MHD description of IP disturbances. *Planetary Space Sci.*, 1979, 27 : 255~264
- [105] Wu S T, Dryer M, Han SM. Non-planar MHD model for flare-generated disturbances. *Solar Phys.*, 1983, 84 : 395
- [106] Han S M. *Comp. Fluids*, 1988, 16 : 81
- [107] Burlaga L F. MHD processes in the outer helio-sphere. *Space Sci. Rev.*, 1984, 39 : 255~316
- [108] Burlaga L F. Magnetic clouds and force-free fields. *J. Geophys. Res.*, 1988, 93 : 7217~7224
- [109] 章公亮. 磁暴形态类型与磁云特征. *中国科学*, 1990, 10 : 1068
- [110] 王家龙, 张柏荣. 太阳活动简论. *天文学进展*, 1990, 8 : 89
- [111] Brown G M. Long term prediction. In: Simon P, ed. *Solar-terrestrial prediction*. Paris: Paris Astronomical observatory. 1986. 41
- [112] Wang J L. Solar activity prediction at RWC-Beijing. In: Hruska J, Shea MA, Smart D F, et al, ed. *Solar-terrestrial Prediction-IV*. Boulder: NOAA SERL. 1993. 278~285
- [113] World Warning Agency. *International Ursigram and World Days Service*. Boulder: [s. n.], 1973
- [114] 陈协珍. 太阳耀斑的先兆. *天文学进展*, 1992, 10 : 81
- [115] Ai G, Zhang H. Li W, et al. Use of magnetic squeeze and shear observation for solar predictions. In: Thompson RJ, Cole D G, Wilkinson PJ et al, ed. *Solar-terrestrial Prediction*. Boulder: NOAA ERL. 1990. 264~275
- [116] Donnelly R F. *Solar-terrestrial energy process*. Boulder: [s. n.], 1992, 2 (8) : 7
- [117] Ogawara Y. The solar A mission. *Solar Phys.*, 1987, 113 : 361~370
- [118] 罗葆荣, 艾国祥. 滤光器式冕洞观测望远镜设计建议 (待发表)
- [119] Wu S T, Dryer M, Han S M. *NASA Conference Publ*, 1986, 2439 : Ch. 5

- [120] 王家龙, 韩传寿, 宣家余等. 1981 年 4 月 1 日大耀斑. 天体物理学报, 1986, 6 : 26
- [121] Enome S, Nakajima H, Shibasaki K, et al. Solar activity observed with the new Nobegama radioheliograph. In: zirin H, Ai G, Wang H, ed. The magnetic and velocity field of solar active regions. califonia: Book Crafter. 1993. 310~322
- [122] Sakurai T. Computational modeling of Solar magnetic fields. In: zirin H, Ai G, Wang H, ed. The magnetic and velocity field of solar active regions. califonia: Book Crafter, Inc. 1993. 91~97
- [123] Tsunata S. Solar flare as an ongoing magnetic reconnection process. In: Zirin H, Ai G, Wang H, ed. The magnetic and velocity fields of solar active regions. califonia: Book Crafter Inc, c. 1993. 239~248
- [124] Shibata K, Ishido Y, Acton L, et al. Observations of X-ray jets with Yohkoh. In: Zirin H, Ai G Wang H, ed. The magnetic and velocity fields of solar active regions. califonia: Book Crafter Inc. 1993. 343~346
- [125] 魏奉思. 日地行星际能量传输. 空间物理与探测技术, 1991, 6 : 26
- [126] 刘振兴, 濮祖荫. 磁层边界层和太阳风能量向磁层的传输. 空间物理与探测技术, 1991, 6 : 34
- [127] STEP Steering Committee. Solar-terrestrial energy program 1990~1995. Boulder: [s. n], 1990

五、日 震 学

熊大闰

(中国科学院南京紫金山天文台)

本文简短评述了日震学的现状和发展趋势。日震学经历了一个缓慢发展的蒙昧的发现初期和一个高速的发展期之后，现正开始转入一个相对平稳发展的精细化研究阶段。太阳中低次模 ($l \leq 100$) 的频率、线宽和振幅有了较好的测定。它提供了外层半个太阳半径区域的结构和较差自转的很多重要的信息。理论的绝热振荡频率同实际观测的太阳 5min 振荡频率符合得很好，但其间的差别仍是明显的 (超过观测与理论计算的误差)。限制观测精度进一步提高的主要因素是地球大气的干扰和观测资料的间断。建立全球观测网和开展大气外的太阳振荡观测是当前日震学观测的主要发展方向。观测研究的兴趣正推向高次 ($l > 100$) 和低频的振荡模。重力 (G) 模的探测依然持有强烈兴趣。

1. 引言

探索恒星的结构和演化是天体物理的一个最根本的课题。发生在天体上的现象必须从其结构上去寻求解释。而众多繁杂的恒星形态，又必须从其演化上来加以整理，方能恢复其简单有序的规律。生物学和社会学的问题，亦莫非如此。

恒星的结构、演化与振动是三个密切相关的问题。本世纪 20 年代，Eddington^[1]奠定了恒星内部结构与恒星脉动的理论基础。量子力学、原子物理和核物理的发展，提供了进行恒星结构与演化计算所必须的诸如核反应速率和不透明度等数据。进入 60 年代，随着电子计算机的广泛使用，恒星演化已成为建立在依据可

靠的物理规律和严密的定量计算基础上的一门精密科学。现在我们对恒星主序后的早期演化的一般轮廓已经比较清楚了，但在很多细节上还有待进一步研究。直到不久之前，我们对于恒星内部结构的知识还只是来自恒星最表层辐射提供的信息。太阳振荡的观测提供了关于太阳内部结构最为直接的信息，从而成为探测太阳内部结构和检验恒星演化理论最强有力的手段。

变星的观测至少可以向上追溯好几百年，第一次科学确认造父变星的光变起源于恒星自身的振动已有 90 年了。变星脉动理论经由以 Eddington^[1]、Rosseland^[2]、Ledoux^[3] 和 Walraren、Christy^[4] 和 Cox^[5] 等为代表的众多学者的研究，已经发展成为天体物理学中一门最为精确的学科。太阳是处在造父脉动不稳定带之外，一直被认为是一颗最为稳定的恒星。太阳振荡的发现比变星研究要晚得多，距今不过才刚刚 30 年^[6]。而太阳 5min 振荡性质的确认还不到 20 年^[7~10]，真正大规模的观测和研究则是最近 10 多年间的事了。它现在已形成一个所谓日震学的新的天体物理前沿研究领域。所谓日震学即根据太阳振荡的观测来探测太阳内部结构与运动（较差自转、大尺度环流等等）的一种方法学，这个科学术语源于地震学。

对大多数规则变星，通常只观测到一个或少数几个脉动模式。而太阳 5min 振荡估计至少包含约 10^7 个振荡模式。不同的本征振荡模穿越太阳不同的层次，因而给出太阳内部不同层次结构与运动的信息。无怪乎短短 10 余年间日震学的发展以及所获得的关于太阳内部结构与太阳内部较差自转的信息远远超过变星近百年的研究结果。当然，日震学的这些巨大成就和飞速的发展是深深受惠于恒星结构、演化和脉动理论已有的研究成果的。反之，日震学提供了一个检验恒星内部结构与演化理论最理想的天然实验室，它必将大大推进恒星结构与演化理论的研究。

天体物理学中还有几个非常重要的理论与日震学有着密切的关系：

1) 太阳中微子的短缺

Davis 太阳中微子探测实验所检测到的太阳中微子流量仅约为标准太阳模型理论预期值的 $1/3$ 。各种非标准的太阳模型被提出来了, 但至今仍无一个模型能同时符合太阳中微子和日震学观测的要求。我们还不完全清楚这个矛盾究竟是出于恒星演化理论还是粒子物理本身。中微子问题无疑对恒星演化理论和粒子物理都具有十分重要的意义。关于太阳中微子实验的最新进展可参考文献 [11]。

2) 太阳的扁率与引力理论

水星近日点的进动一直被当作是广义相对论最重要的实验验证之一。但 Dick^[12]提出, 如果太阳中心内核有足够高的自转, 太阳将不是球形, 而是扁球形的。扁球的引力四极矩将同样可以产生水星近日点的进动。因此, 太阳内部是否存在一个快速的自转核, 将是爱因斯坦相对论引力理论和标量-张量引力理论的一个诊断性的实验检验。

3) 恒星和太阳磁场的起源

现在大家都相信, 恒星和太阳的大气活动同磁场及自转存在密切关系。现在流行的恒星磁场起源的发电机理论认为, 恒星磁场是恒星对流与较差自转联合作用的结果^[13]。观测太阳各种本征振荡模的谱线分裂, 提供了一种探测太阳内部较差自转的强有力方法。

日震学的发展粗略可划分为时间大致相等的前后二个时期。第一个时期以 Leighton、Noyes 和 Simon^[6]发现太阳速度场 5min 振荡为开始, 以 Deubner^[10]从观测上最终确认太阳 5min 振荡性质为终结。时间上跨越从 1960~1974 年整整 15 个年头, 这可称为太阳振荡发现的蒙昧时期。其特征是发展相当缓慢, 工作非常稀疏零散。15 年间, 有影响的研究工作论文总共不到 10 篇。造成这种缓慢发展的根本原因是对太阳 5min 振荡性质的不了解。自从太阳 5min 振荡的本质得到确认之后, 太阳振荡的研究就以一

个全新的面貌飞速向前发展。我们称这第二个阶段为高速的发展期。这个时期大致始于 70 年代中期，延续到 80 年代中后期，前后总共约 10 余年的时间。其发展之迅猛不但与其缓慢发展的初期形成了鲜明的对照，而且从其发展势头之迅猛，观测技术与观测精度提高之迅速，理论与观测配合之默契，以及获得的对太阳内部结构与运动认识的深入程度等诸方面来考察，在整个天体物理学发展的历史上来说也是罕见的。促成其如此迅猛发展的内在动力是太阳震荡的巨大科学意义。幸运的是维持它发展的外部条件又恰恰具备了。这些外部条件是：

1) 10 年间电子和探测器技术的飞速发展为太阳振荡观测技术的改进提供了强有力的技术支撑。早年 Leighton 等人的观测还是采用传统的照相记录。到 70 年代中后期已改用二极管阵作为探测元件对日面进行扫描观测。进到 80 年代，二维电子耦合器件 (CCD) 已被广泛采用于太阳成像多普勒观测。与此同时，电子计算机技术的发展，使得有可能采集和处理太阳成像多普勒观测所得的每天几十亿字节的巨大容量的信息。60 年代发展起来的快速傅里叶变换提供了对庞大的太阳振荡观测资料进行频谱分析的强有力手段。所有这些技术上的进步使得太阳振荡观测的时间与空间分辨率大为提高。本征振荡频率的测量精度也提高了几个量级。探测能力已接近地面单台站观测的理论极限。

2) 恒星内部结构、演化与脉动理论为日震学研究提供了良好的理论基础。

3) 太阳是唯一的一颗离我们最近的恒星，也是唯一的一颗可获得足够空间分辨观测的恒星。这使得我们有可能对它进行高时间、高空间分辨率和高精度的观测。恒星脉动的观测研究已有近 100 年的历史，但至今没有任何其他的恒星能分解得到如此众多的本征振荡模式，非径向脉动模式又证认得如此确切。这正是为什么星震学起步得如此艰难和发展得如此缓慢的根本原因。在可见的将来，日震学在研究恒星结构与演化中的这种独特地位不太

可能改变.

本文第2节将简单介绍太阳振荡的发现, 以及日震学的基本原理与方法. 第3节将介绍日震学研究的主要结果. 第4节对当前日震学发展趋势进行简短的评述. 在最后一节将展望90年代日震学的成果, 并对我国日震学的研究提出某些个人的粗浅看法.

2. 太阳 5min 振荡的发现以及日震学的基本问题

2.1 太阳 5min 振荡的发现

1960年, Leighton、Noyes 和 Simon^[6]采用一种全新的观测和处理方法, 对太阳大气的速度场进行了深入的研究. 在这一具有里程碑性的工作中, 有二个对太阳物理学具有深远影响的重大发现. 其中一个众所周知的太阳超米粒组织, 另一个就是太阳的 5min 振荡. 他们发现太阳大气速度场中存在一个振荡的成份. 其振荡的特征时标约为 5min, 速度振幅约为 0.4km/s, 特征尺度为数千千米 (这是受他们当时的观测和分析技术限制. 实际上所谓太阳 5min 振荡包含至少约 10^7 个振荡模式, 振荡周期大约从 3min 到 8min. 本征振荡模的球谐指数 l 从零到几千, 单个模的速度振幅约小于 20cm/s). 当时他们认为这是太阳大气对来自光球之下对流元无规冲击的一种瞬时响应. 由于人们当时对这种振荡的性质不了解, 在其发现后的 10 余年间, 这个重要的发现并未引起人们应有的重视而近乎被遗忘了. 直到 10 年之后, Ulrich^[7]及 Leibacher 和 Stein^[8]才正确认识到这种振荡是一种俘获在太阳亚光球区的共振声波. 并正确预言在以振荡圆频率 ω 为纵坐标, 以水平波数 k 为横坐标的色散关系图上, 将会出现分立的脊. Ando 和 Osaki^[9]进而将太阳 5min 振荡视为太阳的非径向脉动. 他们进行的线性非绝热脉动的理论计算表明, 周期约为 5min 的非径向 P (声) 模是由所谓 χ (不透明度) 机制激发的. 1975 年, Deubner^[10]从观测上得到第一张太阳 5min 振荡色散关系的功率谱图. 在图上清楚地显示出几个分立的脊, 分别与理论所预期的基频、一阶

(P1)、二阶 (P2) 和三阶 (P3) ……泛频振荡相对应. 太阳 5min 振荡的性质这才总算得到确认.

2.2 日震学的基本原理

恒星一类最简单的振动是作径向球对称的整体膨胀和收缩的脉动运动, 我们称之为恒星的径向脉动. 大多数规则变星, 如长周期造父变星和天琴座 RR 型变星均属此类. 其特征是常常仅一个 (基音或一阶泛音) 或少数几个低阶的振荡模式得到激发. 他们具有较长的振荡周期和较大的脉动振幅. 工作在氢和氦的电离区的 χ 机制是主要的脉动驱动机制. 仅仅对一定表面温度和光度范围的恒星, 其氢和氦的电离区处于适当的临界深度时, χ 机制产生的激发才能足以克服恒星内部的辐射阻尼, 恒星才能变成脉动变星. 辐射的 χ 机制作为脉动驱动机制的变星都处在一条自右上至左下, 横穿赫罗图的所谓造父脉动不稳定带内. 在脉动不稳定带之外, 还有几类脉动变星: 一类是靠近主序带上部高温区的仙王座 β 型变星, 对于他们的脉动激发机制目前仍不十分清楚; 另一类是处于脉动不稳定带右方低温区的红黄不规则和半规则变星, 以及 Mira 型变星. 他们的脉动激发机制同对流有密切关系, 目前研究得还很差.

恒星更广泛的振荡形式是不仅有径向分量, 而且有水平方向的位移, 即所谓恒星的非径向脉动. 对于一个平衡态为球对称的恒星, 位移矢量 $\delta \mathbf{r}$ 可以按球谐函数 $Y_l^m(\theta, \varphi)$ 展开:

$$\delta \mathbf{r} = \sum_{n,l,m} \left(\delta r_{nl}(r), \delta h_{nl}(r) \frac{\partial}{\partial \theta}, \delta h_{nl}(r) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) Y_l^m(\theta, \varphi) e^{i\omega_{nlm}t}$$

所有的本征振荡模式均可用三个整数来标志. n 是本征函数在径向方向的结点数目, 称为该本征振荡模的阶 (order). l 是本征函数在球面上结线的数目, 称为本征模的次 (degree of tesseral harmonic). $|m|$ ($-l \leq m \leq l$) 是本征函数在方位角 φ 方向花样的重现数 (亦即 φ 方向的结线数). 当恒星完全球对称时, 本征频率 ω_{nlm} 与 m 无关, 即振荡是 $2l+1$ 次简并的; 当恒星自转或存在其它非

球对称因素（如磁场，大尺度环流等），都将导致频率分裂。这给我们提供了通过测定振荡频谱的分裂去探测恒星内部较差自转和其他可能的非球对称因素。

依据脉动的性质，恒星非径向脉动可分为如下三种脉动模式：

1) P 模，即压力模或声模。它是一种共振的驻声波，压力的变化是其主要的恢复力。在恒星表面，振动主要是沿径向方向。径向脉动可视为 $l=0$ 的 P 模。

2) G 模，即重力模。重（浮）力为其振荡的主要恢复力。其特征是压力变化相当小，一般有较长的振荡周期。

3) f 模，即基模或开尔文模。它是一种表面波。

在恒星内部，波的局部传播性质是由所谓 Lamb 频率 L_l 和 Brunt-Väisälä 频率 N 来表征的：

$$L_l^2 = \frac{l(l+1)c_s^2}{r^2}; N^2 = g \left(\frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln P}{dr} - \frac{d \ln \rho}{dr} \right).$$

其中 c_s 为局部声速， g 为局部重力。 L_l 即以半径 r 的球面为折转点（turning point，在折转点，声波沿水平方向传播，因此也是该本征模穿透的最低点）的共振驻声波的本征圆频率。而 N 是流体微团偏离其平衡位置时，在其自身的重力与浮力的联合作用下作振动运动时的振荡圆频率。当波的圆频率 $\omega^2 > L_l^2, N^2$ 时，压力扰动占主导，波表现得象是一种传播的声波。当 $\omega^2 < L_l^2, N^2$ 时，浮力为主导的恢复力，波表现得象是一种传播的重力波。而当 $N^2 < \omega^2 < L_l^2$ 或 $L_l^2 < \omega^2 < N^2$ 时，则波是一种消散（衰减）波。形成驻波的条件是必须存在一个由波的消散区所禁锢的波的传播区，波就被俘获在波的传播区内。相反方向传播波的干涉就形成共振的驻波，这同通常共振空腔的原理是一样的。

不同类型的恒星，Lamb 频率 L_l^2 分布的一般形状大同小异。这是因为它仅仅依赖于局部声速 c_s 。然而 Brunt-Väisälä 频率 N 的分布则相差甚远。例如对于大中质量 ($M \gtrsim 1.3M_\odot$) 的主序星，恒星中心是一个对流核， $N^2 < 0$ ，是重力波的消散区。而恒星的外

部是一个辐射平衡的包层（在光球附近可能还存在一个极薄的对流区）， $N^2 > 0$ ，是频率 $\omega^2 < N^2$ ， L_i^2 重力波的传播区。因此对于大质量和中等质量的主序星，（在恒星表面）可望观测到重力（G）模振荡。相反，对于小质量的太阳型主序星，中心是一个辐射平衡的核，而外层是一个延伸的对流包层。重力模振荡若存在，也只能被俘获在中心辐射平衡区。重力波要穿过一个延伸的对流区才能达到恒星（太阳）的表面。它将要经受巨大的衰减，因而变得难以检测。

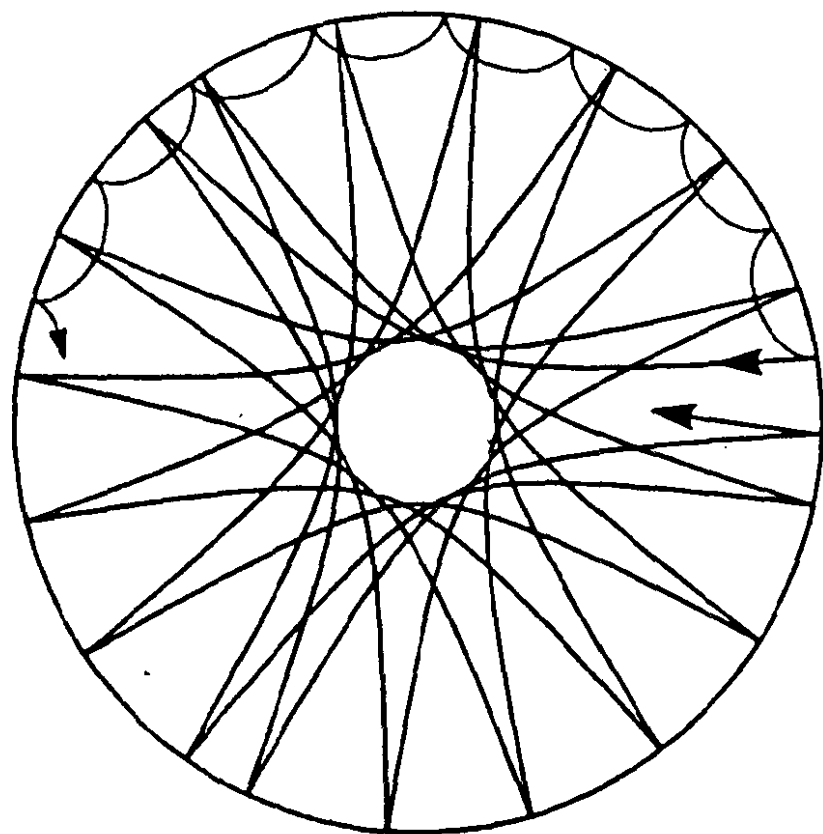


图 5.1 太阳内部典型的声波传播图。

穿透较浅的声波为 $n/l=20$ ，

而穿透较深的声波为 $n/l=5^{[14]}$ 。

图 5.1 显示了太阳内部二种不同 n 、 l 的共振声波的传播射线图。对于一个倾斜向下传播的平面声波，由于声速向恒星内部增大，平面波的深部比上部传播更快，因此波阵面逐渐折向外，波

就沿着一条弓形弧线传播. 在太阳(恒星)表面, 由于密度的向外剧烈减小, 声波在表面遭到反射而重新折向内传播*. 共振声波的频率是由声波传播所途经的弓形弧线上的局部声速(和运动)决定的. 测定一种共振声模的振荡频率 ω_{nlm} , 则可探测到该共振声波所经弓形弧线区域声速分布的某种平均性质. 不同模式的共振声模, 沿着不同的弓形弧线传播, 探测了恒星(太阳)内部不同的区域. 分析众多沿着不同弓形弧线传播的驻声波频率, 就有可能探测恒星(太阳)内部不同层次的结构和运动的情况. 综合的本征振荡模式越多, 求逆的准确性也就越大.

太阳 5min 振荡是俘获在太阳内部(主要是外部对流包层)的共振声波, 因此它是探测太阳对流包层结构的极佳工具. 随着 l 的减小和 n 的增大(频率随 n 增大), 共振声模将更深地贯穿进入太阳的内部. 因此低次(l)高阶(n)P 模能探测太阳更深层的结构, 而高次(l)P 模则适用于探测太阳最外层的结构. 要探测太阳中心区的结构, 则最好利用重力(G)模. 但重力模振荡到达太阳表面, 振幅已衰减得太小而变得难以观测. 关于恒星非径向脉动的基本理论与日震学的基本方法可参看海野和三郎教授等人的专著^[15].

2.3 太阳振荡的观测方法

太阳 5min 振荡在光学、红外和射电波段均可观测到, 但目前的观测仍以光学波段为主. 从观测方法上来讲, 又可分为连续谱的强度观测和多普勒测速二大类. 太阳振荡信号功率与太阳本底噪声(米粒、超米粒和太阳活动区等)之比, 速度要比强度高出约一个数量级. 且多普勒测速更少受地球大气不透明度变化的影响. 因此目前地面太阳振荡观测, 以多普勒测速的精度为最高. 它是当今太阳振荡观测的主导方法. 强度观测仪器装置简单, 且不

* 对于 $\omega > N_{\text{chromosphere}}, L_{l, \text{corona}}$ 的声波则不能被反射. 对于太阳, 这个临界圆频率 $\omega_c \sim 0.037 \text{s}^{-1}$

受探测器运动状态（地球的轨道运动、地球的自转或空间探测器的轨道运动等）的影响。接近日面边缘，强度观测的信噪比要比速度观测的信噪比下降（因为P模速度振动主要是沿径向方向及超米粒速度主要是水平方向）得要缓慢。此外多普勒测速要求较大的动态范围，非线性的响应会引入信号的倍频，非多普勒效应也可能引起谱线的视位移等不利的因素。而强度观测则避免了多普勒速度观测的上述的缺点。因此对于空间太阳振荡观测，强度观测仍将会显示出其优越性（除较高的太阳本底噪声外）。

从观测模式上来分，又可分为积分太阳光的振荡观测和具有空间分辨率的太阳振荡观测两大类。前者如伯明翰大学^[16]和尼斯大学（IRIS）研究小组^[17]的共振散射光谱仪，太阳极大任务卫星（SMM）上载的太阳总辐射计（active cavity radiometer irradiance monitor）^[18]。克里米亚天体物理台^[19]和斯坦福大学^[20]的太阳内外环面较差多普勒测速仪也可归于此类。它仅适用于观测低次（ $l \leq 3 \sim 5$ ）太阳振荡。具有空间分辨的成像太阳振荡观测，早年多采用二极管线阵对太阳圆面进行扫描观测^[21,22]。近来二维电荷耦合器件配上各种单色滤光器（如磁光滤光器，法布利-珀罗标准器等）或迈克耳孙干涉测速仪，被广泛用来进行太阳成像多普勒测速观测。每一种滤光器都各有其优缺点。例如迈克耳孙测速器有很好的线性和宽的动态范围，其缺点是灵敏度较低。

另一种较为独特的观测方法是根据太阳直径或临边昏暗的观测，这种方法仅限于少数人采用。对这种方法探测太阳振荡的有效性仍存在很大的争议，因此目前还很难予以评议。但至少对太阳 5min 振荡的观测，不太象有更大的信噪比。

2.4 资料的归算与分析

观测、资料归算和理论分析是日震学研究三个重要的组成部分。资料归算是一件非常细致的工作，它大致可分为如下几个步骤：

1) 原始观测资料的预处理

这包括剔除不合格的资料，矫正仪器的歪曲，扣除地球自转与公转的速度等等。最后得到剩余的太阳振荡速度。

2) 对所得的太阳振荡分量，进行一维（时间）或二维（时间和空间）的傅里叶分析。得到太阳一维或二维的功率谱。

3) 从功率谱图，求出单个太阳振荡模的本征振荡频率。若有可能，证认其本征振荡模 (n 、 l 、 m)。

4) 根据实测的本征振荡频率，反推太阳的内部结构与运动（逆理论）。

影响太阳振荡观测的误差源可来自太阳自身的本底噪声（米粒、超米粒、活动区……），仪器噪声和地球大气的干扰（大气不透明度的不均匀和不稳定，大气的视宁度等等）。不同的观测对各种噪声的敏感程度不同。例如对积分太阳多普勒测速观测，地球大气不透明度的不均匀和较差消光是最重要的噪声源。这是因为单个太阳本征模的速度振幅不超过 20cm/s，而太阳赤道的自转速度约为 2km/s。太阳视圆面内任何微小的不均匀大气消光，将会引起可观的太阳积分视向速度的虚假变化。对成像的太阳多普勒测速观测，大气不透明度的影响很小，而大气的视宁度 (seeing)、大气较差折射以及望远镜的跟踪却必须十分留意。例如望远镜 1"/h 的跟踪误差即可导致测定太阳视转速 10% 的误差。因此在设计观测方案和进行观测资料的归算处理时，必须处处十分细致小心。稍有疏忽，则可导致观测资料的降格乃至失败。由于观测的设计和资料处理的不当而引入的虚假结果常常是难以察觉的。

3. 日震学的发展现状

日震学最主要的直接科学目的可归纳为：

- 1) 探测太阳的内部结构；
- 2) 测定太阳内部的较差自转；

3) 理解太阳本征振荡模自身的物理性质。下面我们简单介绍一下当前日震学观测研究的主要成果。

3.1 太阳 P 模的本征振荡频率及太阳的内部结构

太阳低次 ($l \leq 5$) P 模的本征振荡频率由不同的研究者测定过了^[22~29]. 伯明翰小组^[23]和尼斯小组^[24]是采用共振散射技术进行全日面积分多普勒测速. 斯坦福^[27]采用的是日面内外环较差多普勒测速技术, 而 Harvey 和 Duvall 是采用一维扫描太阳圆面的方法^[22,28]. 中次 ($5 \leq l \leq 100$) P 模的本征振荡频率由 Harvey 和 Duvall 等人^[28,29]测定了. 据他们声称, 他们中低阶 P 模振荡频率的观测精度 $\Delta\nu/\nu$ 已达到 10^{-4} ^[29]. 但比较不同的观测者的低次 P 模的观测结果表明, 其间的差别常达到 $1 \sim 2 \mu\text{Hz}$. 这个差别远大于他们对观测误差的估计, 也大于现在观测到的太阳本征振荡频率随太阳活动周的变化. 因此, 以上的观测精度的估计可能只能代表他们观测内部符合的估计, 而实际的频率测定精度要低于 10^{-4} .

太阳高次 ($30 \leq l \leq 1320$) P 模的本征振荡频率由 Libbrecht 和 Kaufman^[30]给出了. 毫不含糊地分离与测定单个本征振荡模是十分困难的. 这是因为太阳 5min 振荡包含的本征振荡模的数量非常巨大 ($\sim 10^7$). 为了区分这些在功率谱上彼此密集叠合在一起的谱线, 对空间与时间分辨率的观测要求非常高. 而我们目前又无法同时观测到整个太阳表面, 观测到的仅仅是其半个球面的投影. 投影效应使得向着日面边缘的空间分辨率要降低, 这限制了角谐指数 l 和 m 的极限分辨率 (估计 l 和 m 的分辨率不好于 3). 地球大气的视宁度进一步干扰了高次 ($l \geq 100$) 模的观测. 要区分不同 m 的多重分裂, 则要求总的观测时间超过一个月. 对于高次和高频 P 模, 本征模短的寿命限制了频谱的最高分辨率. 观测资料的间断导致功率谱上出现旁瓣; 这进一步严重干扰了本征模的证认. 特别是对于高次 P 模, 相邻 l 的本征模的频率之差十分接近周日间断的旁瓣间距 ($11.6 \mu\text{Hz}$). 这使得高次 P 模的证认变得更为困难. 因此现在发表的 P 模本征振荡频率差不多全是多重 m 分裂的某种平均频率.

日震学观测的第一个结果是太阳对流区的深度要比原先认为

的要深. 对流区深度约 $2 \times 10^5 \text{ km}$, 对流区底部的温度约 $2 \times 10^6 \text{ K}$ [31, 32].

比较理论的绝热本征振荡频率同实际观测的太阳 5 分钟振荡频率表明, 其间的相对差别小于 1%. 这说明当今的恒星结构与演化理论大致是正确的. 然而从太阳振荡观测与理论计算的精度来看, 观测与理论之间的差别仍然是明显的. 这又说明用于恒星演化计算的某些物理假定或数据仍有待改进. 仔细研究不同 l 和 n 的中低次 P 模的理论与观测的本征振荡频率表明, 造成偏差的一个误差来源处在太阳最外层的 $0.05R_{\odot}$ 区域, 而另一个则处在太阳对流区之下的内部辐射平衡区. 不同的物理因素, 在不同的区域起着主导作用. 这就提供我们寻求导致理论与观测之间偏差的物理原因时的一种指导. 例如在深部的太阳对流区, 温度梯度非常接近绝热温度梯度. 因此深部对流区的温度-压力结构与对流理论及恒星的不透明度均无关系, 物态方程是主导的因素. 若偏差发生在太阳最外层, 非绝热效应和恒星对流理论将是优先考虑的因素. 若偏差发生在对流区之下的辐射平衡区, 我们则应首先考虑恒星不透明度.

物态方程对太阳结构和振荡频率的影响已有很多研究者们研究过了 [33~36]. 现在公认为比较好的是所谓 MHD 的物态方程 (MHD 是三个研究者姓氏的第一个字母) [37~39]. Cuzik 和 Cox [36] 和 Christensen-Dalsgaard [40] 等人将 MHD 状态方程用于太阳结构与 5 分钟振荡的计算. 结果表明, 理论与观测的振荡频率的差异明显减小了. 物态方程及其相关的恒星不透明度仍是一个没有完全弄清和有待进一步研究的问题. MHD 状态方程仍将束缚态原子视为一种基本的独立形态. 这种按化学图象的处理方法限制了它仅适用于中低密度 ($\rho \leq 10^{-2} \text{ g/cm}^3$). 实际应用中的另一个问题是整个物态方程的计算量是非常巨大的. 因此, 实际应用的是他们给出的表值. 目前这种表还未公开发表, 而且仅仅只计算了一种化学成份. 表的温度、密度网格点必须非常密, 否则表值内插

将带来可观的误差^[36].

对流理论的不完善是目前理论研究中的另一主要的困难. 太阳有一个非常延伸的对流包层. 对流通过二种方式影响着太阳的振荡性质:

1) 对流影响着太阳平衡模型的结构.

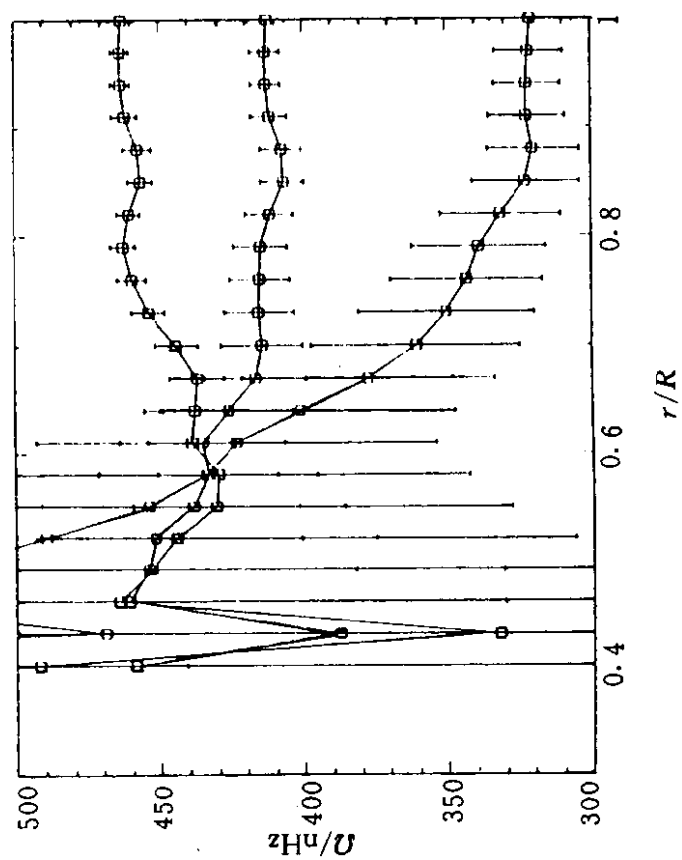
2) 对流传能(热力学耦合)与湍流雷诺应力(动力学耦合)与太阳的振荡相互作用. 为处理对流与脉动的耦合, 需要一种非定常的恒星对流理论. 目前我们对湍流的本质及其所遵从的规律并没有彻底搞清, 因此这是一个非常困难的课题. 关于非定常恒星对流理论的发展现状, 有兴趣的读者可参阅 Baker^[41]和熊大闰^[42]撰写的评述性文章. 为研究恒星脉动、对流与辐射三者的耦合, 熊大闰推广了 Unno 和 Spiegel^[43]以及 Mihalas^[44]的理论, 发展了一种辐射流体动力学方程组^[45]. 它可能能更好地处理这三者的耦合.

3.2 太阳内部的较差自转

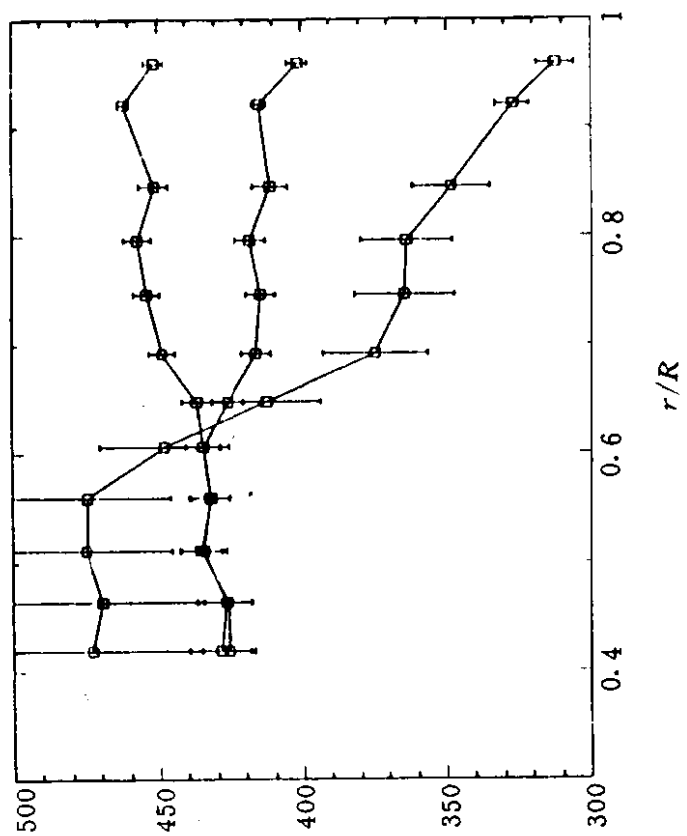
Deubner、Ulrich 和 Rhodes 首先提出测定太阳 P 模频率的分裂, 可用来测定太阳内部的较差自转^[21, 46, 47]. 测定太阳内部的较差自转是日震学最重要的科学目的之一, 它吸引了众多的研究者. 太阳内部较差自转的观测研究的全面介绍请参见 Harvey 的评述性文章^[48]. 现在最可靠的结果还是来自对中次 P 模的观测. 中次模所探测的是太阳对流区, 更准确地讲是 $0.5R_{\odot} \lesssim r \lesssim 0.95R_{\odot}$ 区域的自转. 尽管各个研究者得出的太阳内部较差自转在细节上还存在某些差异, 但其总的轮廓大致是相同的. 图 5.2 是 Libbrecht 根据大熊湖 100d 多普勒测速太阳振荡观测所得到的太阳内部较差自转的图象^[49]. 在太阳赤道面上, 自转向内减小. 而在太阳极区方向, 自转向内增大. 在中纬度区域, 自转几乎不随深度变化. 在接近太阳对流区的底部, 经过一个相当狭窄的过渡区, 太阳内部变成刚体自转.

对于太阳最外层 $0.05R_{\odot}$ 区域自转的变化规律, 目前仍了解

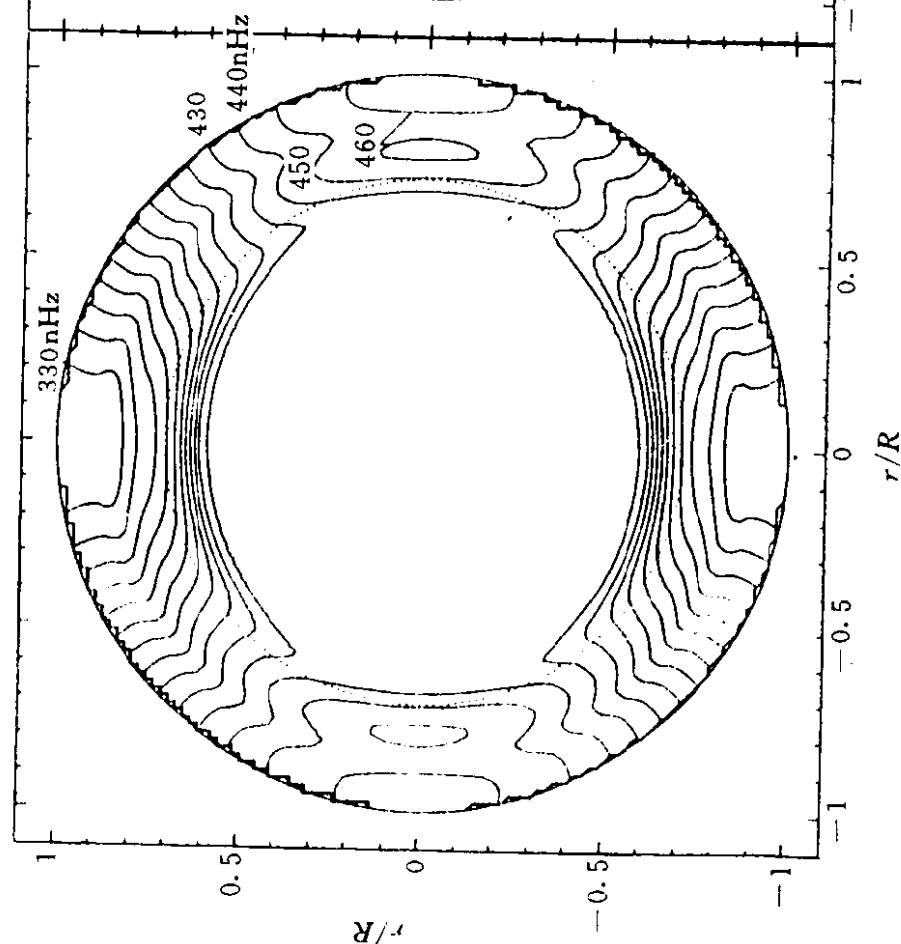
纬度 $1^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 处的太阳自转速率



纬度 $1^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 处的太阳自转速率



太阳自转



太阳自转

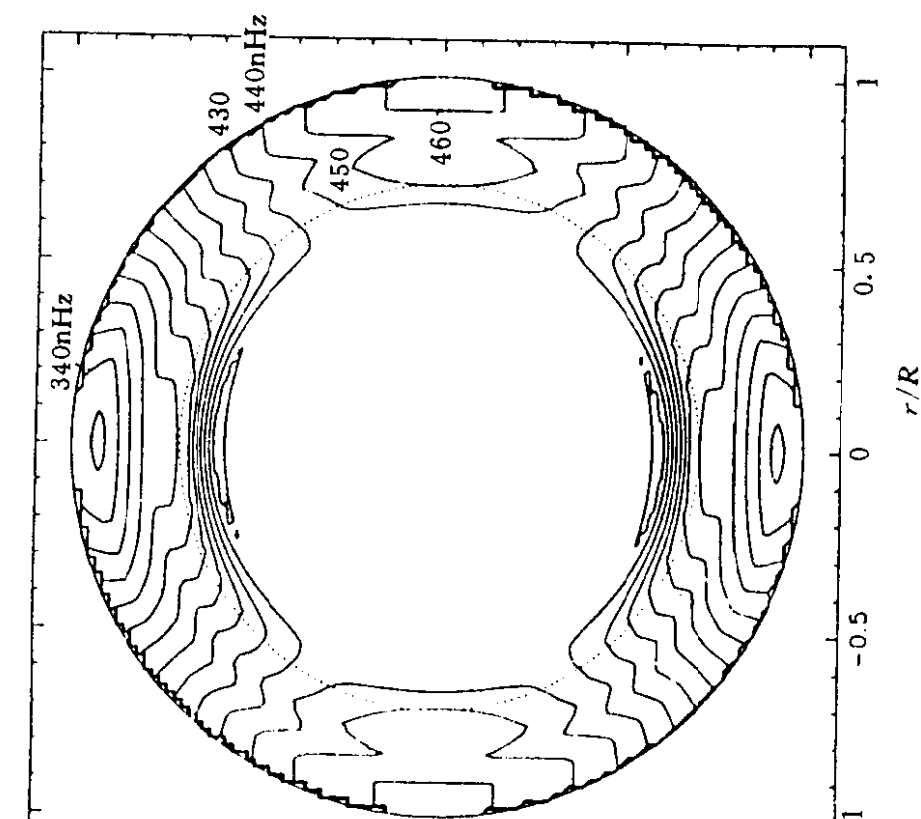


图 5.2 根据大熊湖天文台 100d 太阳多普勒观测所推求的太阳内部较差自转. 113 和 114 页的左面二图是根据 Dziembowski 和 Goode 的求逆法, 而两页中的右面二图是根据 Christensen-Dalsgaard 和 Schou 的求逆方法得到的. 上面三条曲线分别为纬度 0° , 45° 和 90° 方向太阳自转随深度的变化^[49].

得不十分确切. 这是因为其短的寿命和地球大气视宁度的干扰, 使得测定高次 ($l \geq 100$) P 模的谱线分裂变得十分困难. 根据威尔逊山天文台 20d 高次 ($l \leq 500$) P 模太阳振荡观测的分析, Rhodes 得出, 在赤道面上, 太阳最外层自转开始有一个向内增大的迹象: 从太阳最表层区域的分光自转速度 ($\Omega \approx 452 \text{ nHz}$) 增大到表面之下 $0.04 \sim 0.08 R_{\odot}$ 深处的黑子自转角速度 ($\Omega \approx 462 \text{ nHz}$)^[50].

太阳中心是否存在一个快速的自转核是一个众所关心的重要问题. 从现有的太阳 5min 振荡观测还很难对此下结论. 问题的症结在于可很好用来观测转动分裂的低阶 P 模的数量是很少的. 本征模的有限寿命和观测资料的间断又造成谱线的复杂结构, 这使得低次 P 模自转分裂的测定变得困难. 这二个因素结合在一起, 使得太阳深层的内部辐射区的自转测定变得很不确定. 这可从图 5.2 中上面二图标明的误差棒看出. 研究太阳辐射内核的结构和自转的最理想手段是利用 G 模.

3.3 太阳 P 模的振幅与寿命

谱线轮廓对了解振荡模的物理性质具有非常重要的价值. 它将提供单个本征振荡模的寿命、激发 (衰减) 机制以及振荡的全球性 (global) 或局部性等重要的信息. 所谓全球振荡即要求波至少绕太阳传播一周后, 回到起始点仍能保持足够大的振幅和相位的相干性. 这样才能形成在整个太阳波的传播区的共振驻波. 满足这种条件的振荡称之为全球振荡. 反之, 波绕太阳传播一周后不能维持足够的振幅或不能保持足够好的相位相干性, 这种振荡只能认为是局部的.

对于低次 ($l \leq 3$) P 模, 线宽 $\Gamma < 1 \mu\text{Hz}$. 现有观测的频率分辨率还不足以准确测定其真正的谱线宽度. 估计低次 P 模的寿命可达几十天, 甚至更长. 因此低次 P 模是全球性振荡. 对于 $l \leq 100$ 的中次 P 模, 线宽几乎不依赖于 l , 而仅仅只依赖于频率 ν . 对于 $\nu \leq 2.5 \text{ mHz}$ 的低频 P 模, 线宽 Γ 近乎随 ν 以幂律增大. 在频率 $2.5 \text{ mHz} < \nu \leq 3 \text{ mHz}$, 线宽几乎不变化, 约为 $1 \mu\text{Hz}$. 当频率超过

P 模特征

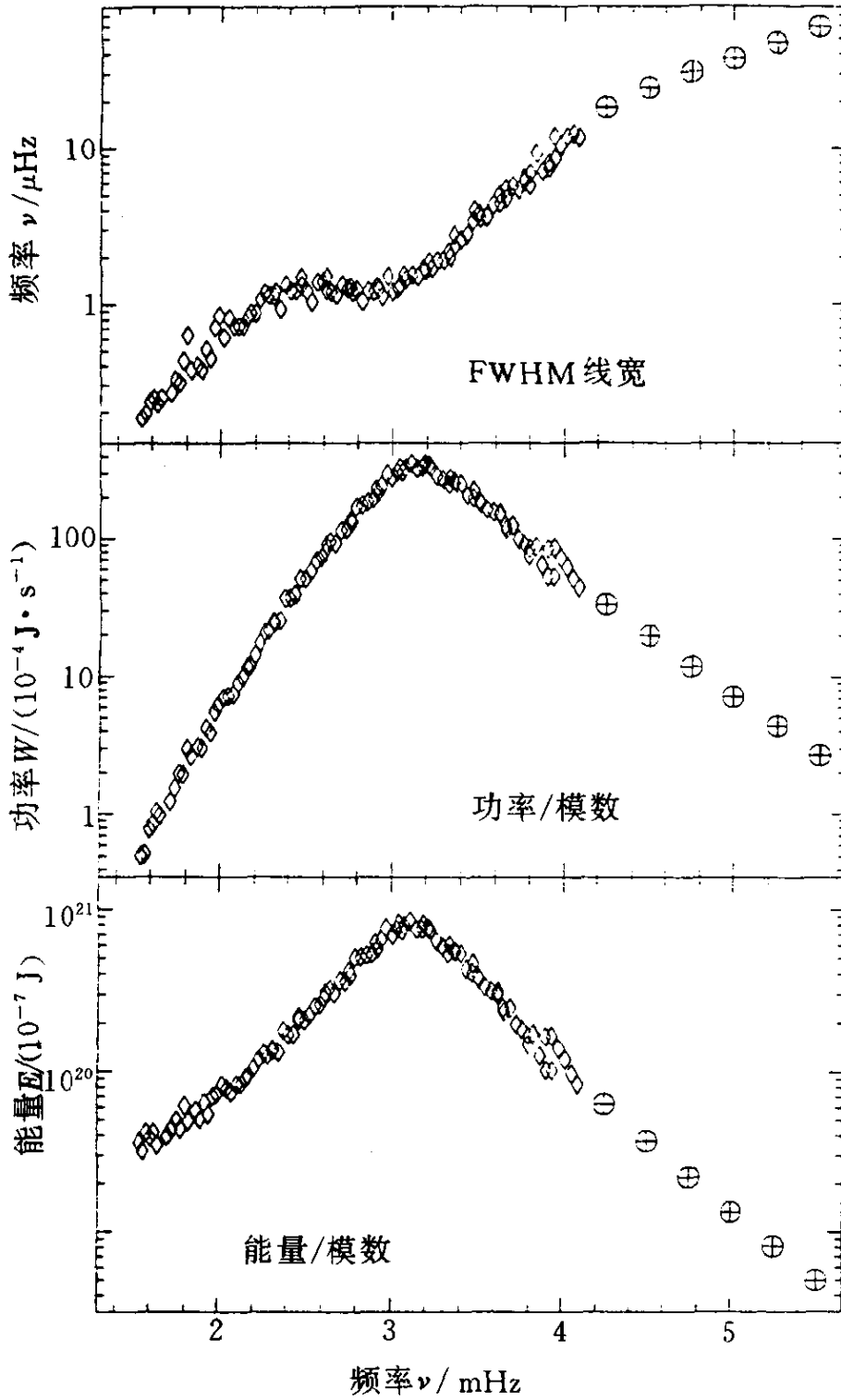


图 5.3 中次 P 模的线宽、单个本征模的速度振幅平方以及单个本征模的总振动能随频率的变化. 图中方块代表 $19 \leq l \leq 24$ 的 P 模, 而圆圈是根据 $l \approx 60$ P 模分析得到的. 每个本征模的总能量是根据假定观测是在光学深度 $\tau_{5000} = 0.05$ 所推算的^[51].

3mHz, 线宽再次随频率增大而增大. 到 $\nu=4\text{mHz}$ 时, 线宽 Γ 已增大到约 $10\mu\text{Hz}$. 其寿命 $\tau \sim 1/\Gamma \sim 10^5\text{s}$. 对中高次 P 模, 水平相速度大致与 l 成反比. 对于频率 $\nu=4\text{mHz}$ 和 $l=100$ 的 P 模, 其水平相速度约为 175km/s . 它绕太阳传播一周所需的时间约为 $2.5 \times 10^4\text{s}$, 稍小于本征模的寿命. 因此, 对于中低次 P 模 ($l \leq 100$) 振荡仍是全球性的. 随着 l 和 ν 的增大, 全球性减弱, 最后变为局部性的振荡. 我们目前还不能准确划定这个转变的边界 (因为我们对 $l > 100$ 的高次 P 模的谱线轮廓与线宽仍毫无所知), 但可以肯定, 这个转变边界不会太高于 $l=100$.

图 5.3 绘出了中次 P 模的线宽、单个本征模的速度振幅 (在太阳表面) 的平方以及单个本征模的总能量 (动能加势能) 随频率的变化. 太阳 P 模的振荡振幅与每个振荡模的振动能量几乎不依赖于 l (至少对 $l \leq 100$ 的中低次 P 模是如此), 而仅仅只依赖于其本征频率 ν . 在频率 $\nu \approx 3.1\text{mHz}$ 处, 单个本征模的振幅与总能量都达到极大, 分别约为 20cm/s 和 10^{21}J . 向着高频和低频方向, 振幅与能量迅速减小. 在 $\nu=2\text{mHz}$ 和 5mHz 处, 单个本征模的振幅已减小到约 2cm/s , 即减小了约 10 倍.

3.4 太阳 5min 振荡的激发机制

如第 2 节所述, 造父脉动不稳定带内所有的大变幅脉动变星都是由所谓的 χ (即不透明) 机制驱动的. 受变星脉动调制的不透明度的作用就好像发动机中的活塞, 在高温时将辐射阻止在物质中, 而在低温时则放出更多的辐射能. 在 p - V 图上就形成一个正的卡诺循环, 将辐射能转变为变星脉动的动能, 以补偿内部的阻尼, 维持变星有限幅度的脉动. 这条以 χ 机制为脉动驱动力的脉动不稳带交主序星于 A~F 型星的部位, 即盾牌座 δ 型星和快速振荡的 A 型特殊星的部位附近. 太阳位于造父脉动不稳定带之外. 早年 Ando 和 Osaki 从太阳的线性非绝热脉动计算表明, χ 机制同样可以激发太阳 5min 振荡^[9]. 但他们的计算完全忽略了对流与脉动的耦合. 而对太阳, χ 机制启动的氢和氦的 (临界) 电离区,

99.99%以上的能量是依靠对流来传递的,辐射能流还不到总能流的万分之一. 对流将取代辐射成为主导的因素, 对流与脉动的耦合是不可忽略的. 此外, 他们在将 Unno 和 Spiegel^[43]所发展的处理静态热弛豫问题的推广的 Eddington 近似来处理运动大气中的辐射转移问题, 出现了某些疏忽^[44, 52]. 他们在计算太阳平衡模型时, 又假定了辐射平衡. Christensen-Dalsgaard 和 Frandsen^[52]指出, 当考虑平衡模型对辐射平衡的偏离后, 所有的太阳 P 模将变得脉动稳定.

现在被公认为最有希望的太阳 5min 振荡的激发机制是 Goldreich 和 Keeley 的湍流随机激发机制^[53, 54]. 湍流随机激发的基本思想是太阳对流层中的湍流运动产生噪声辐射, 本征振荡频率与噪声频率相同的 P 模将与噪声发生共振, 从而被湍流噪声激发. 半定量的估计似乎能很好解释太阳 5min 振荡的振幅和它的某些观测特性. 湍流随机激发理论还处在其初始的发展阶段, 其困难是很难于定量计算湍流与脉动之间的耦合积分. 太阳 5min 振荡激发机制更详细的评述可参见 Libbrecht^[51]和 Osaki^[55]的文章.

3.5 太阳 160min 振荡及重力 (G) 模振荡的搜寻

前苏联克里米亚天体物理台^[56]和英国伯明翰大学^[16]的科学家们几乎同时发现太阳谱线的多普勒位移存在一个周期为 160min 的变化, 积分光的多普勒速度振幅约 0.5m/s. 160min 正好是地球大气 24h 周日活动的 9 阶谐频, 因此被怀疑该振荡不是太阳本身的振荡, 而是地球起源的. 但分析克里米亚天体物理台长达 6 年^[57]和斯坦福大学 4 年^[58]的太阳振荡的观测资料, 振荡周期并不正好是 160min, 而是 160.01min, 且在 5min 的范围内, 二个站观测到的振荡的相位是一致的. Fossat^[59]等人在南极的 128h 的连续观测, 同样证实存在 160min 的振荡, 且相位同克里米亚天体物理台和斯坦福大学的观测相符. 南极的白昼似乎不应当存在大气的周日变化. 从以上几个方面, 大多数人从开始怀疑转向相信 160min 振荡是太阳起源的. 然而最近 160min 振荡的发现者之

— van der Raay^[60]重新仔细分析了伯明翰大学 1981 年到 1985 年太阳振荡的观测资料. 结果表明, 这 6 年期间的振荡周期确实是 160min, 而不是 160.01min. 再则在功率谱的 0~150 μ Hz 范围内, 周日地球大气变化所有 2~12 阶的谐音都存在. 假若 160min 振荡是太阳起源的, 那么地球大气的 9 阶谐音又到哪儿去了呢? 太阳极大任务卫星 (SMM) 的太阳总辐射测量^[18]以及搭载在前苏联火卫一探测飞船 Phobos II 上的长达 160d 太阳辐射连续观测^[71]同样未显示 160min 振荡的迹像. 这确对 160min 振荡的太阳起源说是一个严重的质疑. 目前我们仍然不能断定, 160min 振荡究竟是太阳自身的起源呢? 还是地球大气周日活动所引起的调制信号.

重力 (G) 模振荡对研究太阳中心辐射核的结构和自转有着巨大的价值. 因此人们对重力模的探测予以高度的重视. 对于低次 ($n>1$) G 模, 振荡周期近乎是按周期 T 等间距排列的, 即存在如下的 Tassul 渐近关系^[61]:

$$T = T_0 (n + l/2 + \epsilon).$$

其中 T_0 依赖于 Brant-Väisälä 频率 N . 对于标准的太阳模型, T_0 从 33~36min. 而对 Schatzman 等人的湍流弥散模型, T_0 从 40~57min. 很多观测者都声称他们探测到周期从几十分钟到几小时的太阳 G 模振荡^[60,62~69]. 对于一个可靠的证认, 至少要求有二家以上的独立观测能相互验证. 然而在这么多所谓的被证认的 G 模当中, 几乎没有共同的证认. 而不同观测者所得到的 T_0 从 28min 到 45min 不等. 因此这些被发现 G 模的真实性是大可怀疑的. 很可能是观测的噪声配上特殊的处理方法导致的伪证认. 例如根据 1984 年到 1987 年伯明翰大学积分太阳多普勒测速观测资料的分析, Van der Raay^[60]声称在频率 25~75 μ Hz (周期 220~600min) 区间内, 发现了一批符合 Tassul 渐近关系的 G 模, 其 $T_0 = 41.2$ min. 但 Garcia 等人根据同一批观测资料的分析, 却得出完全相反的结论. 认为根本不存在振幅超过 4cm/s 的相干太阳振荡信

号^[70]. Fröhlich^[71]分析了搭载在前苏联火卫一探测飞船 160d 太阳辐射的连续观测资料. 在频率 $20 \sim 120 \mu\text{Hz}$ 范围同样未能找到确切的太阳 G 模振荡的形迹. 同人造的噪声谱比较之后他们得出结论, 假若 G 模确实存在, 它也必定淹没在太阳的噪声当中. 造成太阳 G 模振荡探测的困难有三个:

1) 假若太阳 G 模确实存在, 当其到达太阳表面, 振幅也必定很小.

2) 低频的太阳 G 模谱非常密集. 要分开这些密集的谱, 需要有比探测 P 模更长时间跨度的观测.

3) 向着低频端, 太阳自身的本底噪声迅速增强 (超米粒与太阳活动区).

3.6 太阳 5min 振荡的长期变化

精确的太阳振荡观测已超过 10 年的历史. 比较前后不同年代太阳振荡的观测结果, 发现太阳 P 模的本征频率^[73~78]、振幅^[72, 74~76]和频率的自转分裂^[76, 79, 80]随太阳的活动周期有变化. 不同的观测者的研究结果还存在相当大的差异, 我们对其变化的规律还不完全了解. 但总的变化倾向似乎表明, 在太阳活动极大期间的太阳 5min 振荡频率要比太阳活动极小期高出零点几微赫兹, 而振幅却较太阳极小期为小. 这些变化似乎依赖于本征模的 l 和 m ^[75].

4. 日震学的发展趋势

日震学经历了一个缓慢发展的蒙昧初期 (1960~1974), 继之一个高速的发展期 (1974~1985). 在这个期间, 理论与观测竞相发展. 短短 10 年间日震学就进到了它的鼎盛时期. 观测技术已完善到接近地面单站观测的探测极限. 观测与理论太阳 P 模振荡频率符合得已相当好, 相对偏差小于 1%. 理论上面对处理如此微细的差别, 很多问题 (如物态方程、不透明度、对流理论、非绝热效应以及太阳大气结构的不均匀性等) 都有待仔细研究. 日震

学的研究开始转向一个精细化的新的研究阶段。日震学的研究在等待另一次技术上的飞跃,以获得更多更精确的关于太阳内部结构和运动,以及太阳本征振荡模自身物理性质的信息。日震学观测的长期目标一直是:

- 1) 提高太阳振荡观测的空间分辨率.
- 2) 提高太阳振荡观测的频率分辨率.
- 3) 提高太阳振荡观测的探测水平.

现有的关于太阳内部结构和较差自转的知识主要来自太阳中低次 P 模 ($l \leq 100$) 所提供的信息,因而探测到的主要是太阳对流区的结构与运动. 对于太阳极外层的 $0.05R_{\odot}$ 和内部的辐射平衡核的结构和运动,日震学所提供的信息还很不够准确. 高次 ($100 \leq l \leq 3000$) P 模是探测太阳外层结构与运动的最理想工具. 极外层的结构同样影响着中低次 P 模的本征振荡频率,因此观测高次模对用日震学方法探测太阳深层的结构同样是至关重要的. 地球大气严重干扰了高次模的观测. 选择视宁度好的观测站址可以改善空间分辨率,但只有空间观测才可能彻底摆脱地球大气的干扰.

影响太阳振荡观测的频率分辨率的主要因素是观测资料的间断. 观测资料的间断引起令人烦恼的旁瓣. 为了减小和消除天气和昼夜引起的观测间断的影响,一是建立全球地面观测网,二是空间的太阳观测. 现在至少有三个不成像的太阳振荡观测网投入工作(由三个观测站组成的伯明翰大学小组的观测网,由尼斯大学主持的 8 个站的 IRIS 网以及二个站的 SLOT 观测网). 另外还有四个成像的太阳振荡观测网正在建设或即将建成. 其中由 6 个观测站组成的 GONG 的网,预计全年观测时数的覆盖率可达到 92%.

从空间可达到几乎不间断的连续观测,彻底消除了地球大气的干扰,大大提高了太阳振荡观测的时间和空间分辨率以及观测的信噪比. 现在至少飞行过三个空间探测器:一个是搭载在太阳极大任务卫星(SMM)上的太阳总辐射监测器(ACRIM). 另一

个是搭载在前苏联火星一探测器 PHOBOS II 上的行星际测辐射日震计 (IPHIR). 另一个日本的 Solar-A 卫星.

美国宇航局 (NASA) 和欧洲空间局 (ESA) 计划在 1995 年联合发射一颗太阳及太阳风空间观测站 (SOHO). 飞船共载有 12 台科学探测仪器, 其中三台是专供日震观测用的仪器. 一台是改进型的根据共振散射原理的积分太阳光的速度场和磁场振荡仪. 另一台是低空间分辨的太阳测辐射计, 它分别测量在波长 $3\,350\text{ \AA}$ 、 $5\,000\text{ \AA}$ 和 $8\,650\text{ \AA}$ 处的分光辐射强度. 以上二次日震仪是用来探测低阶 ($l < 7$) 的太阳振荡, 特别是希望以更高的探测水平来寻找太阳 G 模振荡. 第三台日震仪是一台成像的迈克耳孙测速仪. 其目的是用来探测高次模 ($l \lesssim 4\,500$) 的太阳振荡. 为了日震观测的目的, 飞船将被送进一个距地球约 $1.5 \times 10^6\text{ km}$ 处的日-地拉格朗日点. 在那里漂移速度最小, 变化最为平缓. 它相对于太阳的速度将被测准到好于 2 cm/s . 关于 SOHO 的科学任务和日震仪的简单介绍, 读者可参阅参考文献^[81~86].

从地球看到的仅仅是太阳的半个视圆面. 向着日面的边缘, 空间分辨率 (由于投影效应) 和多普勒测速的信噪比迅速降低. 潜在的进一步改善是建立一个环绕太阳的日震观测网. 这样将彻底消除由于只观测到半个视圆面而导致的相近角谐指数 l 和 m 本征振荡模证认的困难. 近期内还不可能实现这个计划.

目前还没有成像的空间太阳振荡观测. 空间成像太阳振荡观测的困难与其说是仪器, 毋宁说是将巨大的成像太阳振荡观测资料发回地面的困难.

随着成像太阳振荡观测网的建成和空间成像太阳振荡观测的实现, 我们面临着发展一种有效的资料处理方法, 来处理日益增多的日震学观测资料.

5. 展望

天文学是一门建立在观测基础上的科学, 70 年代中期到 80

年代中期，是太阳振荡观测技术第一个飞跃发展的时期。这个时期的结束是以太阳振荡地面单站观测技术接近完善，太阳振荡观测精度接近地面单站观测的理论极限为标志。如同我们在第3节所述，在这期间日震学，取得了许多辉煌的成就，也遗留了很多的问题。我们现在关于太阳内部结构与运动的直接观测信息还主要是依靠太阳中低阶P模的观测所给出的。受到单台站和日面观测条件的限制，我们对中低次P模的认识也仍然是不够充分和准确的。现在我们正处在两次观测技术飞跃当中的相对平稳发展时期。90年代中后期，全球太阳振荡网和空间成像太阳振荡观测(SOHO)将先后投入使用。这将是太阳振荡观测技术的另一次飞跃。到那时，太阳振荡观测的时间(频率)和空间(l 、 m)的分辨率以及探测的水平将会有有一个本质的提高。这将大大丰富和改善我们对太阳内部结构、运动，以及太阳本征振荡模自身性质的理解，日震学的研究将进入一个新的高潮。我们现在不妨来预计一下在今后十余年内，日震学会取得那些重要的进展：

1) 空间成像太阳振荡观测，将极大改善高次太阳振荡本征模的空间和时间分辨率。这不仅改善我们对高次本征模自身物理性质的理解，也为我们探测太阳极外层($0.05R_{\odot}$)区域的结构与运动(当前是很不确定的!)提供更准确的信息。这将消除因我们对太阳外层结构了解的不准确而带来的测定太阳深层结构与运动的误差。

2) 随着全球太阳振荡观测网和空间太阳振荡观测的实现，我们将可以更精确测定单个太阳P模的谱线轮廓、线宽。这将大大丰富和改善我们对单个本征振荡模物理性质的理解(如寿命，全球性还是局部性振荡，激发机制等)。

3) 将可能在更高的探测水平上搜寻可能存在的G模振荡。假若G模确实存在，则会给我们探测和研究太阳中心区的结构与运动带来不可估量的影响。太阳中微子短缺及关于引力理论的争议可望获得最终的答案。

4) 太阳振荡的长期变化将提供太阳活动周产生的层次的重要信息.

总的来说, 我们对太阳外层 $0.5R_{\odot}$ 区域的结构和较差自转可望得到比较准确的了解. 而太阳内部 $0.5R_{\odot}$ 区域认识的改善将依赖于是否能探测到 G 模振荡.

以上只是一些最浅显易作出的估计. 随着观测技术的提高和研究工作的深入, 必定还会出现某些我们现在还预想不到的重大发现.

90 年代我国在日震学方面能开展那些工作呢? 应当承认, 无论在观测方面还是理论方面, 我们的基础都还十分薄弱. 观测工作还只是刚刚起步, 理论工作也只限少数人在从事太阳对流区的模型方面的研究工作. 在这样的基础之上, 提出全面跟进和赶超的口号显然是不适宜的. 从我们现有的人力、物力和财力来看, 也是不可能的. 太阳活动区物理是当今太阳物理的主导, 在我国也有相当的研究基础, 无疑仍需放在优先考虑. 但若将日震学这样对太阳物理和恒星物理具有重要意义的前沿研究不予以应有的重视, 作出适应的安排也将是太不明智和短视了. 从长远讲, 这将会对我国太阳物理和恒星物理的发展造成不利的影响.

开展日震学的研究, 首先是人. 人不在多而在于精. 人材的成长要通过工作, 国际合作是一条快速人材培养和快速参加到国际上最高层次研究和竞争中去的捷径. 从日震学观测研究的主体上来讲, 单站的地面太阳振荡观测已失去了意义. 目前几乎所有的日震观测研究都是全球性的国际合作. 这种形势提供了我们参加到国际合作研究中去的可能性, 正如云南天文台和乌鲁木齐站那样. 改善我们的研究环境和组织一批有才干的青年投入这方面的工作, 在较短时间内形成一支有一定水平和实力的队伍是办得到的.

利用我们现有的观测仪器, 开展某些有特色的日震学观测研究工作也是可能的. 例如北京天文台艾国祥的多波段的太阳速度

场和磁场仪，可能用来研究太阳振荡随高度的变化。这样可以用来研究声波在太阳大气中的传播的动力学行为。反过来，根据太阳振荡随高度的变化，可以用来研究太阳大气的结构。这也是一件非常有意义的研究工作，有很多观测与理论工作可以做。通过研究工作的开展，一批青年研究人材也就成长起来了。

在太阳的结构、演化与脉动的理论方面，我们原已有一定的研究基础。我们除了可以继续在这方面从事某些富有特色的研究工作外，随着日震学观测工作的开展，我们还可以开展一些与观测结合得更紧密的，诸如观测资料的归算处理、逆理论以及观测资料的理论解释方面的研究工作。在这些方面，我们中国学者是可以更能展示自己的才能的。

这种适度发展的战略并不会耗费我们太多的人力、物力和财力。在起步阶段给予适当的支持是必要的，但更多的似乎倒是组织和安排的问题。可以断言，这种投资的预期收益是好的。它不仅开拓我国太阳物理这一重要的研究领域，培养一批青年的有用研究人才，以最快速度参加到国际最前沿的研究中去，也必将大大推动我国太阳物理乃至整个天体物理学的发展。其意义是深远的。现在正处在日震学发展的另一次飞跃的前夕，事不宜迟，现在应该是决策和行动的时候了。

参 考 文 献

- [1] Eddington A S. The Internal Constitution of The Stars. Cambridge: Cambridge Univ. press, 1926
- [2] Rosseland S. The Pulsation Theory of Variable Stars. Oxford: Clarendon Press, 1949
- [3] Ledoux P, Walraven T. In: Flugge S. ed. Handbuch der Physik. Berlin: Springer-Verlag, 1958
- [4] Christy R F. Ap J 1966, 144 : 108
- [5] Cox J P. Theory of Stellar Pulsation. Princeton: Princeton Univ. Press, 1980

- [6] Leighton R B, Noyes R W, Simon G W. Velocity Fields in The Solar Atmosphere. *Ap J* 1962, 135 : 474
- [7] Ulrich R K. The Five-minute Oscillations on The Solar Surface. *Ap J* 1970, 162 : 993
- [8] Leibacher J, Stein R F. *Astrophys Letters* 1971, 7 : 191
- [9] Ando H, Osaki Y, P A S J 1975, 27 : 581
- [10] Deubner F L. Observations of Low Wavenumber Nonradial Eigenmodes of the Sun *A Ap* 1975 44 : 371
- [11] Nakahata M. In: Osaki Y, Shibahashi H. ed. *Progress of Seismology of The Sun And Stars*. Berlin: Springer-Verlag. 1990
- [12] Dick R H. *Nature* 1964, 202 : 432
- [13] Parker E N. The Origin of Solar Activity. *Ann Rev of A Ap* 1977, 15 : 45
- [14] Gough D O. In: Shaver P A, Knuth D. ed. *Proc ESO Workshop on Primordial Helium Munich*; ESO, 1987
- [15] Unno W, Osaki Y, Ando H. et al. *Nonradial Oscillations of Stars*. Tokyo : Univ. of Tokyo Press, 1989
- [16] Broodes J R, Isaak G R, Van der Raay H B. *Nature* 1976, 259 : 92
- [17] Grec G, Fossat E, Vernin J. A Spectrophotometer for the Study of Long Period Solar Photospheric Oscillations. *A Ap* 1976, 50 : 221
- [18] Woodard M. Frequencies, Amplitudes And Linewidths of Solar Oscillations from Total Madiance Observation. *Solar Phys* 1983 82 : 67
- [19] Kotov V A, Severny A B, Tsap T T. Observation of Oscillations of The Sun. *M N R A S* 1978, 183 : 61
- [20] Scherrer P H, Wilcox J M, Christensen-Dalsgaard, et al. *Solar Phys* 1983, 82 : 75
- [21] Deubner F L, Ulrich R K, Rhodes E J. Solar p-Mode Oscillations as A Tracer of Radial Differential Rotation. *A Ap* 1979, 72 : 177
- [22] Duvall T L, Harvey J W. *Nature* 1983, 302 : 24
- [23] Jimenez A. In: Christensen-Dalsgaard ed. *IAU Symposium 123, Advances in Helio and Asteroseismology*. Dordrecht: Reidel, 1988, 25
- [24] Grec G, Fossat E, Pomerantz M A. Full-disk Observations of Solar Os-

- cillations from the Geographic South Pole; Last Results. *Solar Phys* 1983, 82 : 55
- [25] Woodard M. [Ph D thesis] San Diego: Univ. of California, 1984
 - [26] Hill H A. Detection And Classification of Resolved Miltiplet Members of The Solar 5 minute Oscillations Through Solar Diameter Observations. *Ap J* 1985, 290 : 765
 - [27] Henning H A, Scherrer P H. In: Gough D O. ed. *Seismology of The Sun And Distant Stars*. Dordrecht: Reidel, 1986
 - [28] Harvey J E, Duvall T L. In: Ulrich R. ed. *Solar Seismology from Space*. Pasadena: Jet Propulsion Laboratory, 1984
 - [29] Duvall T L, Harvey J W, Libbercht K G. et al. Intermediate Degree Solar Oscillations. *Ap J* 1988, 324 : 1158
 - [30] Libbrecht K G, Kaufman J M. Frequencies of High-Degree Solar Oscillations *Ap J* 1988, 324 : 1172
 - [31] Christensen-Dalsgaard J. On Solar Models And Their Period of Oscillations. *M N R A S* 1982, 199 : 735
 - [32] Xiong D R, Chen Q L. A Nonlocal Convection Model of The Solar Convection Zone. *A Ap* 1992, 254 : 362
 - [33] Ulrich R K, Rhodes E J. Testing Solar Models With Global Solar Oscellations in the 5 Mimute Band. *Ap J* 1983, 265 : 551
 - [34] Shibahashi H, Noels A Gabriel M. Influence of The Equation of State And of Value on The Solar 5 Mimute Oscillations. *A Ap* 1983, 123 : 283
 - [35] Noels R, Scuflair R, Gabriel M A. Influence of The Equation of State on The Solar 5 Minute Oscillation. *A Ap* 1984, 130 : 389
 - [36] Cuzik J A, Cox A N. Effects of Opacity And Equation of State on Solar Structure And Oscillations. *Ap J* 1991, 381 : 333
 - [37] Hummer D G, Mihalas D. The Equation of State for Stellar Envelop. *Ap J* 1988, 331 : 794
 - [38] Mihalas D, Dappen W, Hummer D G. The Equation of State for Stellar Envelop. *Ap J* 1988, 331 : 815
 - [39] Dappen E, Mihalas D, Hummer D G. et al. The Equation of State for

Stellar Envelop. Ap J 1988, 332 : 261

- [40] Christensen-Dalsgaard J, Dappen W, Lebreton Y. Nature 1988, 336 : 634
- [41] Baker N H. In: Hillebrandt W, Hofmeister E M. ed. Physical Processes on Comets, Stars And Active Galaxies, Berlin: Springer-Verlag, 1986
- [42] Xiong D R, Stellar Convection. Proc Astron Soc Aust 1991, 9 : 26
- [43] Unno W, Spiegel E. The Eddington Approximation in The Radiation Heat Equation. P A S J 1966, 18 : 85
- [44] Mihalas W M. Self-Consistent Radiation-hydrodynamic Equation for Stellar Oscillations. Ap J 1984, 284 : 299
- [45] Xiong D R. Ap J 1989, 209 : 126
- [46] Rhodes E J, Deubner F L, Ulrich R K. A New Technique for Measuring Solar Radiation. Ap J 1979, 227 : 629
- [47] Ulrich R K, Rhodes E J, Deubner F L. The Effect of Rotational Velocity Gradient on p-Mode Eigenfrequencies. Ap J 1979, 227 : 638
- [48] Harvey J. In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk: ESA Publication Division, 1988, 55
- [49] Libbrecht K G. In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk: ESA Publication Division, 1988, 131
- [50] Rhodes E J, Cacciani A, Korzenik S G. In: Osaki Y, Shibahashi H. ed. Progress of Seismology of The Sun and Stars. Berlin: Springer-Verlag. 1990
- [51] Libbrecht K. G. In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk: ESA Publication Division, 1988
- [52] Frandsen S. Solar 5 Min Oscillations. Solar Phys 1983, 82 : 165
- [53] Goldreich P, Keeley P. Solar Seismology: The Stochastic Excitation of The Solar P-Modes By Turbulent Convection. Ap J 1977, 212 : 243
- [54] Goldreich P, Kumar P. The interaction of acoustic radiation with turbulence. Ap J 1988, 326 : 462
- [55] Osaki Y. In: Osaki Y, Shibahashi H. ed. Progress of Seismology of The Sun and Stars. Berlin: Springer-Verlag, 1990, 75
- [56] Severny A B, Kotov V A, Tsap T T. Nature 1976, 259 : 87

- [57] Kotov V A. Manifestation of The 160-min Solar Oscillation in Velocity and Brightness. *Solar Phys* 1983, 82 : 9
- [58] Scherrer P H, Wilcox M. Structure of The Solar Oscillation With Period Near 160 Minutes. *Solar Phys* 1983, 82 : 37
- [59] Fossat E. Solar Pulsations Observed from the Geographics South Pole: Initial Results. *Solar Phys* 1981, 74 : 59
- [60] Van der Raay H B, In: Rolfe E J, ed. *Seismology of The Sun And Sun-Like Stars*. Noordw-ijk: ESA Publicasion Division, 1988, 339
- [61] Tassoul M. *Ap J Suppl* 1980, 43 : 469
- [62] Delache P, Scherrer P H. *Nature* 1983, 306 : 651
- [63] Severny A B, Kotov V A, Tsap T T. *Nature* 1983, 307
- [64] Frohlich C, Delache P. *Mem Soc Astron Ital* 1985, 55 : 91
- [65] Issak G R. *Mem Soc Astron Ital* 1985, 55 : 99
- [66] Scherrer P H, *Mem Soc Astron Ital* 1985, 55 : 91
- [67] Frohlich C. In: Christensen-Dalsgaard J. ed. *IAU Symposium 123. Advances in Helio and Asteroseismology*. Dordrecht: Reidel, 1988, 83
- [68] Palle P, Roca Cortes T. . In: Christensen-Dalsgaard J. ed. *IAU Symposium 123. Advances in Helio and Asteroseismology*. Dordrecht: Reidel, 1988
- [69] Henning H M, Scherrer P H. In: Rolfe E J, ed *Seismology of The Sun And Sun-Like Stars*. Noordw-ijk: ESA Publicasion Division, 1988, 419
- [70] Carcia C, Palle P L, In: Rolfe E J, ed. *Seismology of The Sun And Sun-Like Stars*. Noordw-ijk: ESA Publicasion Division, 1988, 353
- [71] Frohlich C. In: Osaki Y, Shibahashi H. ed. *Progress of Seimology of The Sun and stars*. Berlin: springer-Verlag, 1990, 221
- [72] Jimenez A. . In: Christensen-Dalsgaard J. ed. *IAU Symposium 123. Advances in Helio and Asteroseismology*. Dordrecht: Reidel, 1988, 205
- [73] Isaak G R. . In: Christensen-Dalsgaard J. ed. *IAU Symposium 123. Advances in Helio and Asteroseismology*. Dordrecht: Reidel, 1988, 201
- [74] Gubau M A. The Low Solar P-Mode Spectrum at Maximum and Minimum Solar Activity. *A Ap* 1991, 255 : 363
- [75] Palle P L, Regulo C, Roca Cortes T. In: Rolfe E J, ed. *Seismology*

- of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk : ESA Publication Division, 1988, 285
- [76] Jefferies S M. In: Osaki Y, Shibahashi H. ed. Progress of Seismology of The Sun and Stars. Berlin: Springer-Verlag, 1990, 135
 - [77] Woodard M F, Noyes R W. In: Gough D O. ed. Progress of Seismology of The Sun And Distant Stars. Dordrecht: Reidel, 1986
 - [78] Gelly B, Fossat E, Grec G. In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk: ESA Publication Division, 1988, 275
 - [79] Jefferies S M. In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk: ESA Publication Division, 1988, 279
 - [80] Libbrecht K G, Woodard M F. Rhodes E J, In: Osaki Y, Shibahashi H. ed. Progress of Seismology of The Sun and Stars. Berlin: Springer-Verlag, 1990, 145
 - [81] Domingo V. Osaki Y, Shibahashi H. ed. Progress of Seismology of The Sun and Stars. Berlin: Springer—Verlag, 1990, 254
 - [82] Domingo V. In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun—Like Stars, Noordwijk: ESA Publication Division, 1988, 363
 - [83] Dame L. In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk: ESA Publication Division, 1988, 367
 - [84] Frohlich C. . In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk: ESA Publication Division, 1988, 371
 - [85] Scherrer P H, Hoeksema J T, Bogart R S. In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk: ESA Publication Division, 1988, 375
 - [86] Andersen B N, In: Rolfe E J, ed. Seismology of The Sun And Sun-Like Stars. Noordwijk: ESA Publication Division, 1988. 381

六、恒星物理学

黄 磷

(中国科学院北京天文台)

1. 恒星物理学的研究内容、意义和特点

恒星物理学是运用物理学的知识，以观测事实为基础，以理论分析为手段，研究各类恒星的物理性质及其形成和演化的分支学科。恒星是迄今证实为通过自身内部热核反应产能的唯一一类天体，宇宙物质正是在这种产能过程中进行着不可逆的演化。恒星又是银河系和河外星系内已观测到的数量最多的天体，它们集中了宇宙中可观测物质的绝大部分。这些特点，决定了恒星物理学在整个天体物理学中占有特别重要的地位。

1.1 恒星物理研究的意义

(1) 对认识客观物质世界的性质和规律、发展物理学等基础学科有重要意义。恒星的形态和性质千差万别，有矮星、巨星、超巨星、各类变星和特殊星、各类双星和致密星（白矮星、中子星和黑洞）等等。其中有许多处在各种极端物理条件之下，构成了一个无比丰富的天然实验室，在那里发生着各种在地球上人工难以模拟的复杂过程。对这些极端物理条件和其中的过程的研究，不但是认识恒星本身所必需，而且对整个物理学的发展起着极大的推动作用，实际上是物理学的一个组成部分。

(2) 对认识星系乃至整个宇宙的结构和演化有重要意义。恒星是由星际气体尘埃云经引力收缩而成的气体球，其内部在高温高压下发生热核反应而产生能量。在这过程中，恒星内部物质沿着重元素含量增加的方向进行着不可逆的演化，并通过不同途径

把经过加工的富含重元素的物质抛入星际空间，成了制造以后各代恒星和行星的原料。恒星的这一起源和演化史，必然在很大程度上制约着主要由恒星构成的银河系的演化。推而广之，在银河系以外的广袤宇宙里，我们观测到的物质主要是星系的形态，因而也就是恒星的形态，恒星的演化必然影响星系乃至整个宇宙中物质的演化。在研究星系结构、起源和演化时，既要掌握星系中恒星和星际物质的分布和运动，又要了解星系中决定物质演化的恒星形成速率，这些知识都需要借助于对银河系内恒星的研究来获得。因此，对恒星的深入认识，是认识星系乃至整个宇宙的基础。

(3) 对认识太阳系的形成和演化有重要意义。太阳系的形成和演化是一个经典课题，200 多年前康德提出的星云假说，今天已在新理论和观测的基础上，为众多天文学家所接受。80 年代发现正在形成的年轻星似乎被处于轨道运动中、其质量足以形成太阳系的盘包围着，而许多太阳附近年龄较老的恒星有着绕其运动的尘粒组成的盘。这些发现分别是在行星系形成和演化的初始阶段和较晚阶段对星云假说的支持。从此，太阳系的形成和演化将同其它恒星及其行星系的形成和演化联系起来进行研究，这就有可能提供不同演化阶段的行星系样品，克服过去只能研究太阳系这唯一样品的缺陷，必将大大增进对行星系（包括我们人类所在的太阳系）形成和演化这一困扰了人类数百年的基本问题的认识。

1.2 恒星物理研究的内容

恒星物理学的研究内容十分丰富。根本任务是要搞清楚恒星是怎样形成和演化的，而为了解决这个根本任务，还必须研究恒星在不同演化阶段所表现的形形色色的特殊性质。因此，恒星物理学的研究内容可以大致分为以下几个方面：

(1) 恒星的形成和演化。研究恒星从星际介质中形成以及随后的演化直至死亡的全过程，探讨不同演化阶段恒星的性质、能源和产能机理，与它们对应的星体类型的证认等等。

(2) 恒星的活动. 研究恒星上各种活动(如爆发、准稳质量损失、类太阳活动、星体振动和其他特殊现象等), 弄清它们发生的过程和机理以及在恒星演化中的作用.

(3) 星震学. 这是 80 年代在恒星振动研究领域中出现的一个新方向, 它是利用观测的恒星振动多重频率, 通过与理论比较, 证认星体振动模式, 以探讨恒星内部结构和运动. 从实质上说, 太阳振动的研究也应归入星震学范围, 但由于对太阳可进行精细得多的观测, 所取得的成就也大得多, 所以通常把它另称为日震学(见五、日震学).

(4) 密近双星. 研究双星的两子星靠得很近时所发生的相互作用(如潮汐、质量交流与吸积等)及其对两子星演化进程的影响.

(5) 恒星基本参量的测定. 通过各种直接的或间接的、观测的或理论的方法, 确定恒星的质量、光度、半径、有效温度、自转速度、视向速度等等. 这些参量的可靠测量值和定标, 对认识恒星本身的性质、对建立恒星结构和演化理论、对研究银河系结构及确立河外天体的距离尺度, 都是十分重要的.

1.3 恒星物理研究的特点

与天体物理学的其他分支学科一样, 恒星物理学也是以观测为基础的. 其突出特点是不能像其他学科那样主动地进行实验, 而只能被动地接收恒星赐予的那一点点电磁辐射(有时还有中微子和引力波), 尽可能发掘其中包含的信息. 这种被动性必然导致另一个特点, 即需要对同一客体进行多波段、多手段的综合观测, 因为天体的辐射是众多因素所产生, 而不同因素可能在不同的波段产生不同的贡献, 只有多波段、多手段的观测才有可能获得比较全面的知识. 然而, 面对着无限丰富的恒星世界, 人类的观测能力总是有限的, 尽管每一个新的观测发现都给研究工作以有力的推动, 使认识得到提高和深化, 但我们还没有看到对任何一个问题的认识的最后完成. 研究过程是以观测发现和分析解释这两种

基本方式长期循环、互相促进为特点的。新天象的发现可以立即引起人们的激动甚至狂热，但往往留下一大堆问题促人思索，吸引更多的人在以后长得多的时间内进行艰苦细致的系统测量分析研究。这种长期系统的工作是深入认识天象的本质，从中导出表明该类天象整体规律的知识所必不可少的，是与观测发现同等重要的，然而它却决不会象当初发现该天象那样轰动一时。这样的例子俯拾皆是。如 200 多年前发现的脉动变星，100 多年前发现的 Be 星，20 多年前发现的脉冲星，等等，今天都仍然是非常重要而有趣的研究对象。

除以上共同特点外，恒星的研究还有其独具的下述特点：

(1) 在追求大望远镜的同时，小望远镜也能做出前沿的工作。在望远镜有限的情况下，不可能像我们希望的那样一切观测都使用大望远镜，而必须用小望远镜与之配合，以获得包含不同信息的不同类型的资料。对恒星来说，这种可能性是完全现实的，因为有很多恒星足够亮，可以用小望远镜成功地进行观测，事实上许多亮星一直是当前一些前沿领域的重点研究对象，已经通过小望远镜的观测取得了重大成果。

(2) 快速活动的观测，要求越来越高的时间分辨率。X 射线爆的时间尺度只有几秒钟，即使在传统的光学波段，也已发现了时间尺度几分钟的快变。时间分辨率短于 1 秒的观测已成为恒星研究的常用技术。

(3) 许多研究课题要求进行国际多站接力观测。有些恒星显示出时间尺度一天左右的周期性或准周期性变化，而且变化的幅度常常是不恒定的。要详细研究并可靠地定出周期值，需要连续的不因日夜交替而中断的观测资料。对地基观测而言，最现实的是在按地理经度合理分布的多个台站对同一对象进行接力观测。近年来，这类接力观测日益频繁，成为恒星研究的国际合作主要形式之一。

2. 恒星物理的发展现状

2.1 概况

恒星物理研究的重大意义，使它在过去 100 多年里，一直是天体物理学的中心内容。这种情况显然还将继续下去，因为恒星物理目前也在迅猛发展之中。传统光学观测技术的改进，射电天文学的完全成熟，空间天文学在紫外、红外、X 射线和 γ 射线各波段的相继开发，使人类探索宇宙的能力发生了一次飞跃，发现了许多新现象和恒星层次的新天体，既加深了我们对原有现象的认识，也萌发出新的研究方向。这无疑会使恒星研究继续保持在天体物理学的前沿。

国际恒星物理的相对发展规模，很难从人员和经费的数量来判断，因为恒星物理同其他许多领域（如星系、类星体）的人员是交叉的，观测设备是共同的，不可能一一区分开来。但从天文界的组织形式、活动内容和成果产出，却应该能够得出大致准确的概念。作者认为，下面一组数字有助于做到这一点：

国际天文学联合会 (IAU) 的 39 个专业委员会中，纯恒星物理的 9 个，居所有分支学科之首，加上与恒星物理有关的则达 14 个，占全部天体物理专业委员会的约三分之二。

国际权威的天文学和天体物理学文摘 (AAA) 所列全部天体物理文摘中，恒星物理方面的约 36%，河外天体方面的约 29%，其他分属太阳和太阳系天体。

国际权威的天文学和天体物理学年评 (ARAA) 从 1979 到 1995 的 17 年间共发表前沿领域特邀评论 281 篇，其中恒星物理方面的 100 篇，占 36%，居首位。

1984~1992 年间 148 次 IAU 系列学术会议 (Symp. 109~176 和 Colloq. 79~144) 中，恒星物理专题会议 49 次，与恒星物理有直接关系的 37 次，分别占总数的 33% 和 25%。

美国哈勃空间望远镜 (HST) 升空后头 34 个月必须确保的观

测课题约 300 项, 恒星和河外天体课题各占 41%, 太阳系天体课题占 18%.

这些数字说明, 恒星物理学在当代天文学中, 仍然是吸引人力最多和成果产出最高的一个分支学科.

2.2 观测设备和技术

恒星物理学研究的特点, 加上人类渴望了解客观世界的无穷好奇心, 驱使人们不断追求当代技术所能达到的尽可能高的灵敏度和精确度, 更多更快更全面地探测尽可能暗弱的天体辐射. 观测技术的每一个实质性的进步, 如望远镜口径的增大和性能的改善, 新型探测器的应用, 波段范围的扩展等, 都给恒星物理研究以强有力的推动, 不但深化了对原有现象的认识, 而且往往会发现全新的现象或全新的天体, 赋予恒星物理以新的内容. 恒星物理学的全部历史, 始终贯穿着观测技术不断创新这根起决定作用的主线.

由于本书其他章节对地面和空间观测设备和技术均有详细介绍, 我们在这里只列举目前已经成熟并将在 90 年代有力地推动恒星物理学发展的若干重大技术进展.

(1) 非光学波段的开发和全波天文学的形成. 从 1932 年美国工程师央斯基发现来自地球以外的无线电信号, 到 1983 年红外天文卫星 IRAS 升空, 在这 50 年的时间里, 人们研制了各个波段的辐射探测器, 利用了飞机、气球、探空火箭和人造卫星作为运载工具, 把观测仪器送至高空或大气外轨道, 从而开发了电磁波谱中的几乎所有波段, 发展了传统光学波段之外的射电天文学、红外天文学、紫外天文学、X 射线天文学和 γ 射线天文学等一系列新的学科. 今天, 这些新学科都已跨过了各自的初创阶段而不同程度地达到成熟, 它们同光学天文一起, 已能覆盖电磁波谱的全部范围, 使天文学真正进入了全波天文学的时代. 对于哈雷彗星和麦哲仑云超新星 (SN 1987A) 这两起 80 年代重大天文事件, 都及时动员了地面和空间大批设备和各波段技术手段进行了大规模国

际联合观测，是全波天文学两次成功的大演习。

(2) 传统光学天文观测技术的进展. 长期以来，人们一直在改善探测器性能和增强望远镜能力两条战线上奋斗，到 80 年代都取得了重大进展. 探测器方面的最大进展是电荷耦合器件 CCD 的普及. 从 70 年代开始使用到现在，CCD 已在大小望远镜上的几乎所有观测手段（分光、测光、偏振、成像）中显示了无比的优越性，其中最突出的当然是它的高量子效率，在可见光波段几乎达到 100%. CCD 的优异性能，表明探测器本身已接近完美，从探测器方面可挖的潜力已不大了. CCD 的今后改进方向，主要应该是增加像元数，增大面积，扩展适用波段以及计算机软件设计上更好地利用 CCD 的优势. 在探测器量子效率接近 100% 的情况下，制造口径更大和性能更优异的望远镜，就成为保证向深空不断进军的唯一途径了. 到 80 年代，两项新技术使光学望远镜的研制进入了一个新时期. 一项是大口径小焦比单块和拼接型薄镜面的设计、浇铸、磨制和支承，另一项是自适应光学. 前者实现了减轻重量，降低造价，使建造大望远镜在技术上和经济上都现实可行. 后者则通过不断快速调整镜面形状来补偿大气湍流的影响，使望远镜的角分辨率接近衍射理论极限. 已建成的 ESO 新技术望远镜 (NTT) 和在建的大部分 8~10m 级望远镜，都采用了这两项新技术.

(3) 红外天文观测技术的进展. 红外波段开发较迟，但在 80 年代取得革命性进步. 液氮致冷大大降低了仪器背景噪声，使红外望远镜达到由行星际尘埃微弱发射限制的灵敏度. 口径仅 0.57m 的 IRAS，其灵敏度是当时地面设备的 1 000 倍. 红外阵列探测器的像元数，已从几十个增加到了 10 万个，且单个像元的灵敏度提高了近百倍，使高效率红外成像和二维分光观测成为可能.

(4) 红外/光学干涉技术的进展. 发端于光学波段而成熟于射电波段的干涉测量技术，80 年代在红外/光学波段得到了较大发展. 美国和欧洲建了几台小型实验性红外/光学干涉仪，已能用于

以毫角秒精度测量恒星位置、恒星表面成像和密近双星的分解. 目前的技术水平已不难制造单元口径 $1\sim 2\text{m}$ 、基线近 1km 的光学干涉仪. 这些进展为 90 年代建造较大的地面和空间干涉仪打下了基础.

2.3 已取得的重要进展

(1) 恒星和行星系的形成. 银河系中的恒星是由星际介质凝缩而成, 年轻星的残留星周盘逐渐沉积到中央平面进而凝聚成行星. 这个观点目前基本上被普遍接受了. 因此, 恒星及其周围行星系的形成是一个完整的过程, 应该在统一的理论框架中得到解释. 在大量观测资料的基础上, 目前关于恒星形成的理论总图象如下:

星际介质在星际磁场的陷阱中或是在激波的作用下, 逐渐聚集成密度较大的气体尘埃复合体, 其中除少量尘粒外, 绝大部分质量是气体, 而气体的成分主要为分子氢 H_2 . 这种星际云叫做分子云. 气体和尘埃的屏蔽, 使分子云内的温度极低, 只有 $10\sim 20\text{K}$. 由于高密和低温, 云中的气体压力和运动, 都不足以抵消云自身的引力, 分子云将在引力不稳定性作用下收缩. 大分子云收缩到平均密度足够高时, 它的个别部分将各自以某个局部高密度区为中心收缩, 大的分子云便瓦解成质量较小的慢速自转的凝聚核. 凝聚核因引力不稳定性而以自由下落速度坍缩, 同时吸积由外部流入的物质, 形成一个中央原恒星和绕星盘, 外面则是一个不断下落的气尘包层. 下落物质被吸积时, 引力能转变为激波能, 然后以红外辐射的形式发射出去. 因此, 原恒星应该呈现为分子云中的致密红外源. 原恒星对物质的吸积, 最终将使中心处的氦开始燃烧, 驱使恒星变成几乎完全对流. 在对流和较差自转的共同作用下, 原恒星会自然地产生星风, 星风将首先冲破两极区, 形成常常是定向的双极喷流. 随着时间的推移, 越来越多的下落物质将趋向于落到星盘上, 极区星风所张角度越来越大, 最后将冲破星盘的阻拦, 从所有方向逃逸出去. 这时物质的吸积停止, 大质量原恒星直接进入主序, 小质量原恒星则成为金牛座 T 型星,

然后经过主序前演化阶段而成为主序星。

由于不稳定性的作用，部分被吸积的物质也可能形成伴恒星从而导致双星的产生。

年轻星外面的残余云状盘中的尘粒将向盘中央平面沉积，逐渐凝聚成星子并最终生长成行星。生长中的行星吞食最近的盘中物质并与远处的物质发生引力作用，在盘中造成类似于在土星环中观测到的那种缺口。在此过程中，盘中气体和尘埃的含量将发生变化，部分气体和尘埃将在星风驱赶下消散。行星之间的偶然碰撞，产生在某些较老恒星周围观测到的那种尘埃盘。

这个总图象看来已得到以下观测事实的支持：

星际介质分布的不均匀和云状结构，从早期的光学观测就已经知道了。射电天文学 60 年代在暗云中探测到形形色色的分子，特别是 70 年代对 CO 射电谱线的普查，最终证明分子云的存在。红外观测发现了镁和铁的硅酸盐在 10 和 $20\mu\text{m}$ 的强吸收，紫外观测发现了 $2\,000\text{\AA}$ 处的石墨吸收带，都证明星际云中存在固态尘埃粒子。

IRAS 红外天文卫星和地面红外望远镜，都在分子云和球状体（一种较小的呈圆形的气尘云）中找到了许多小红外源，其中大多数大概是仍然被尘埃包围的年轻星，但有一些可能是真正的原恒星。另外，在一些年轻星附近，射电谱线也揭示了两个方向相反的高速气体流，从而证明双极喷流的存在。

1986 年 IRAS 资料及射电观测，均发现蛇夫座 ρ 云中极冷的红外源 IR16293-2422 与高速分子流成协，它的谱线不对称性说明有物质向云的中心区下落，从而提供了下落物质的第一个直接观测证据。它的实测光度、密度结构和速度轮廓与低质量坍缩原恒星模型预言的一致，这表明该源可能代表着首次发现的一个真正原恒星，它是尚处于通过从下落包层吸积物质的过程中的极年轻天体。

IRAS 发现了邻近恒星形成区中的年轻星似乎被大致具有初

生太阳系大小的盘包围着，而毫米波望远镜阵对这些盘状物结构和速度的测量，证明这些年轻星周围的物质是在绕恒星运动的轨道中，其数量足够形成太阳系。另外，IRAS 还发现了行星系生命史较晚阶段的支持证据：多达 25% 的邻近恒星有绕其运动的尘粒盘，这些尘粒可能是行星形成过程遗留下来的碎屑。

以上观测事实（远远没有包括全部事实）说明恒星和行星系从分子云中凝聚而成的图象，总的来说是正确的。但还有许多远未解决的复杂问题。在恒星的整个生命史中，恒星的形成是最令人困惑的一个阶段。

(2) 恒星的演化。所谓恒星的演化，就是恒星（单星或双星）从星际云中凝聚成为引力束缚系统之后，随着年龄的增长所经历的内部结构、产能方式和外部形态的一系列变化并最后变成致密星而死亡的全过程。恒星的演化可以分为三个主要阶段。第一阶段是主序前阶段，从原恒星形成，通过进一步的引力收缩和加热，达到以核心氢燃烧为标志的主序为止。第二阶段称为主序阶段，从恒星进入主序（此时称为零龄主序）开始到核心氢耗尽而离开主序为止。恒星一生的绝大部分是在主序上度过的，这是恒星演化史中最重要然而却是最平静的阶段。第三阶段开始于核心氢耗尽，终止于恒星最后不再拥有核燃料而死亡。这个阶段充满着短促而壮观的事件，包括超新星爆发，是恒星物理研究中最引人入胜的一个阶段。

恒星一旦形成，就一直处在对抗其自身引力以避免坍缩的斗争中。当恒星能通过燃烧某种核燃料在其内部产生巨大能量和压力来抗衡引力时，它就处于一种平衡状态。一旦核心区的这种燃料耗尽，恒星必然坍缩，直到另一种核燃料开始燃烧，坍缩停止，星体又达到平衡。然而，任何恒星的核燃料最终会用完，这时恒星的坍缩将通过简并粒子的压力来对抗引力，这就是较小质量星变成白矮星或中子星所取的演化终态。当质量很大时，任何物态的压力都无法对抗引力，恒星将一直坍缩下去，最后变成黑洞。

恒星的演化，是一个十分复杂的过程，许多阶段的详细物理过程还远远没有认识清楚。我们不但要区分小质量星和大质量星的演化，而且要区分单星和密近双星的演化。

关于第一阶段的演化，我们在上一节中已略加介绍。这里我们只通过两个例子，分别对单星和双星进入主序后的演化作一个简略描述。

A. 单星的演化。图 6.1 给出了一颗 $5M_{\odot}$ 的恒星在赫罗图上的演化程。整个演化程用标有数字的小圈分成若干阶段，每一阶

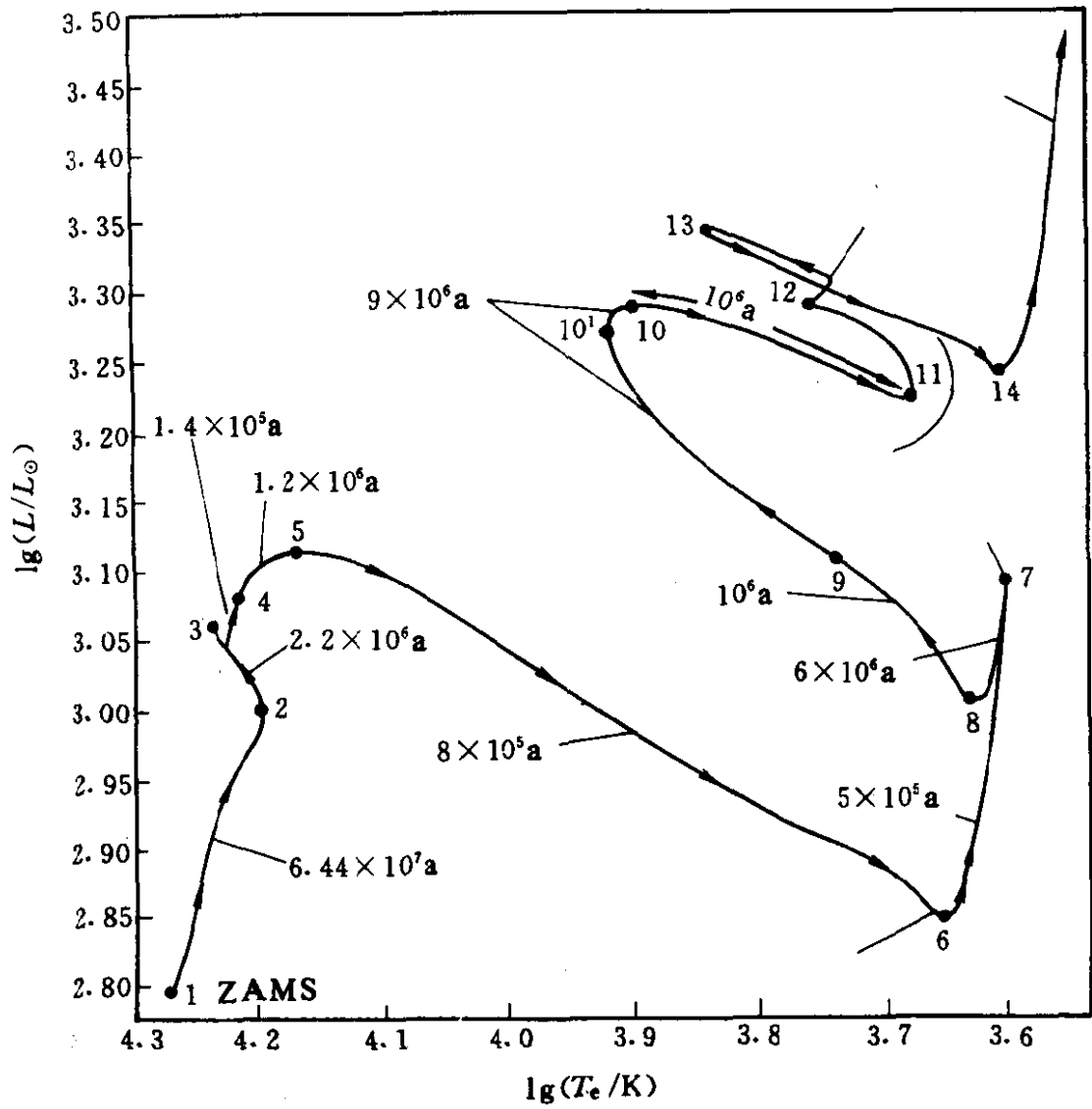


图 6.1 一颗 $5M_{\odot}$ 的星族 I 恒星在赫罗图上的演化程。
(各个演化阶段持续的时间均标注在相应部分。)

段标注了持续的时间。

1~2: 核心氢燃烧, 持续 $6.44 \times 10^7 \text{a}$. 这时平均分子量增大, 产能区压力降低, 星核收缩.

2~3: 持续 $2.2 \times 10^6 \text{a}$. 恒星消耗掉相当多的核心氢而发生整体收缩, 直到中心区的氢耗完而形成由氦组成的核.

3~4: 持续 $1.4 \times 10^5 \text{a}$. 星核继续收缩, 到核心外面一层壳内的氢开始燃烧为止.

4~5: 持续 $1.2 \times 10^6 \text{a}$. 壳层内的氢继续燃烧.

5~6: 持续 $8 \times 10^5 \text{a}$. 氢燃烧的壳层变薄, 其内部的氦核区进一步收缩, 使中心温度升高, 促使恒星半径迅速增大. 在此过程中, 恒星外层冷却, 在氢电离区变得比较不透明, 在表层形成对流区并迅速向恒星内部扩展.

6~7: 持续 $5 \times 10^5 \text{a}$. 恒星继续膨胀, 但温度却近于恒定, 星核仍然收缩.

7~8: 持续 $6 \times 10^6 \text{a}$. 核心收缩使温度升高到开始燃烧氦.

8~9: 持续 10^6a . 恒星调整其内部结构, 表面对流区消失, 发生整体收缩.

9~10: 持续 $9 \times 10^6 \text{a}$. 核心氦燃烧成为主要能源, 恒星又成为像在主序上的稳定结构.

以后的各演化阶段在一般特征上十分类似于前面从位置 1 开始的几个阶段, 只不过由氦代替了氢而已. 这些类似的阶段可能经由 C、O 等元素相继成为主要能源而重复出现.

然而, 当质量很小, 例如小于 $1M_{\odot}$ 时, 其核心温度可能永远达不到足以燃烧氦, 于是恒星将坍缩成由氦构成的白矮星. 质量更大的星则通过超新星爆发而变成中子星或黑洞. 我们关于单星演化的这些认识, 已经通过星团赫罗图的观测研究和白矮星、中子星及黑洞的观测发现而被大多数人接受. 然而, 我们对恒星演化的某些阶段的认识还是很初步的, 特别是恒星演化的最后阶段及死亡后的残骸, 涉及红巨星到行星状星云的转变, 超新星爆发

和各类致密星的物理性质及吸积过程等,许多问题还远没有解决. 1987 年 2 月,大麦哲仑云超新星(记为 SN 1987A)的爆发,提供了一个难得的机会来检验恒星演化、坍缩和爆发的理论. 光谱观测表明它是一个 II 型超新星,因而是大质量星的爆发. 光学对应体是一颗蓝超巨星,这是超新星前身天体的首次成功证认. 多波段的联合观测结果表明,现代恒星演化理论基本上是正确的. 来自钴放射性衰变的红外和 γ 射线以及爆发抛出的镍和其他元素的数量,都能得到解释. 目视发现之前 3 小时记录到中微子脉冲,被认为是 SN1987A 核心坍缩形成中子星时产生的,证实了理论预言的超新星内部的温度和密度,而且丰富了关于中微子性质的知识. 虽然测到的中微子事件似乎太少,但它具有划时代的意义,因为这是人类首次接收到来自太阳系以外的中微子,它标志着太阳系外中微子天文学的诞生.

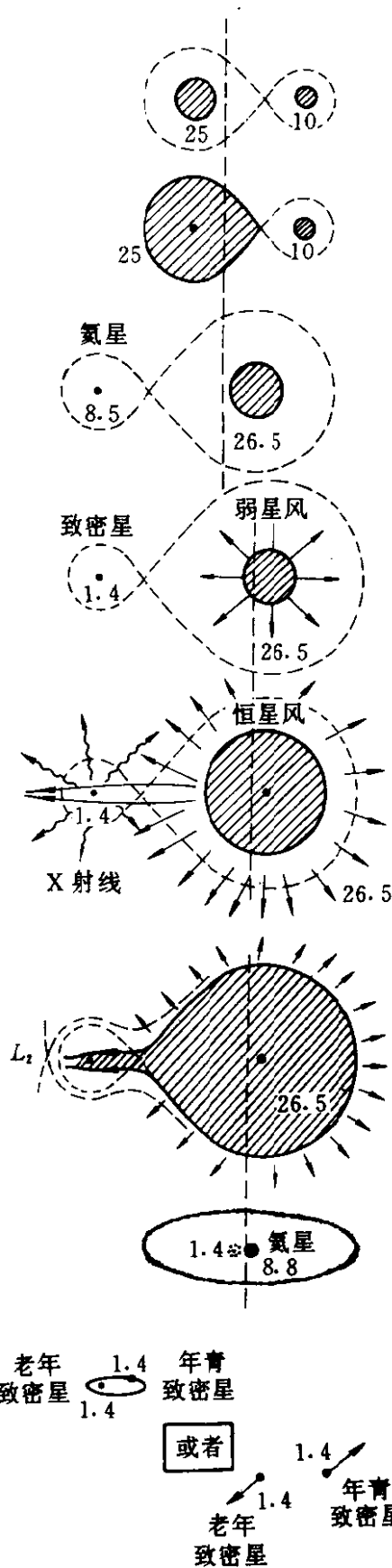
B. 密近双星的演化

双星的演化在恒星演化中占有十分重要的地位,因为有 50% 以上的恒星是双星或聚星的成员. 当成员星彼此靠得很近,子星间的相互作用会严重影响它们的演化进程,双星的演化也就必然会与单星的大不相同. 另一个刺激人们研究双星演化的事实,是一些非常奇特的恒星看来只在双星中被观测到,例如新星和 X 射线星.

密近双星的演化虽然仍以单星演化为基础,但两星间的质量交流,却使密近双星在其演化的某些阶段呈现出一些初看起来难以理解的特点. 下面我们先用一个例子描述一下密近双星演化的基本图景(见图 6.2).

我们考虑一个两子星的初始质量分别为 $25M_{\odot}$ 和 $10M_{\odot}$ 的密近双星,其初始轨道周期为 4.4d. 为便于叙述,我们将始终把初始质量大的子星叫做主星,初始质量小的子星叫做伴星,而不管它们在演化过程中质量有何变化.

a. 两子星同时到达主序,取这一时刻作为年龄的零点.



- (a) $t=0$, $P=5.0$ d
- (b) $t=4.71 \times 10^6$ a, $P=6.84$ d
- (c) $t=4.72 \times 10^6$ a, $P=6.84$ d
(沃尔夫-拉叶双星?)
- (d) $t \sim 5.2 \times 10^6$ a, $P=11.9$ d
氮星爆发为超巨星;
 $e=0.25$, $v_{\infty}=71$ km/s
- (e) $t \sim 9.00 \times 10^6$ a, $P=11.9$ d
伴星是有强星风和
膨胀壳层的超巨星;
X 射线相开始
- (f) $t \sim 9.01 \times 10^6$ a, $P=11.9$ d
伴星溢出洛希瓣;
内旋开始;
大质量抛射
- (g) $t \sim 9.02 \times 10^6$ a, $P \sim 0.2$ d
内旋结束
- (h) $t \sim 9.5 \times 10^6$ a
第二次形成的氮星已经
爆发为超新星; 系统或
幸存或毁掉取决于抛射
质量的部分

图 6.2 由一颗蓝超巨星和一个黑洞
组成的密近双星的演化示意图

a~b. 开始时两星不相接, 彼此独立演化, 主星质量较大而演化较快, 经过 $4.71 \times 10^6 \text{a}$, 核心氢烧完, 开始燃烧氦, 外包层膨胀到充满洛希瓣, 成为半接双星. 轨道周期增至 6.84d. 双星年龄 $4.71 \times 10^6 \text{a}$.

b~c. 质量交流第一阶段, 主星物质向伴星转移, 经过 10^4a , 主星大部分质量转移到伴星, 自身质量降至 $8.5 M_{\odot}$, 它不再充满洛希瓣, 双星再次成为不相接. 在这一时期内, 主星经历氦、碳、氧和硅的燃烧阶段, 接近于成为超新星. 伴星质量则增加到 $26.5 M_{\odot}$, 并且一直进行着主序演化 (核心氢燃烧). 现在的双星系统具有“反常”质量比, 即质量大的子星是主序星, 质量小的子星反而是演化到较晚期的主序后星. 双星年龄约为 $4.72 \times 10^6 \text{a}$.

c~d. 主星 (氦星) 发生超新星爆发, 把 $7.1 M_{\odot}$ 的外层物质抛掉, 留下来的 $1.4 M_{\odot}$ 核心爆缩到密度高达 10^{12}g/cm^3 , 并急剧坍缩成中子星或黑洞. 轨道周期增至 11.9d 年龄约 $5.2 \times 10^6 \text{a}$.

d~e. 在 $26.5 M_{\odot}$ 的主序伴星和坍缩致密主星之间再次达到平衡, 轨道可能有大的偏心率, 但潮汐作用会在几百万年内使轨道变圆. 年龄约为 $9.00 \times 10^6 \text{a}$.

e~f. 主序阶段的伴星看来是 O 或 B 型星, 它最终会耗尽核心氢, 外包层膨胀, 变成蓝超巨星, 它将在辐射压力的作用下以星风形式损失质量. 致密主星则从星风吸积物质, 把引力能变成 X 射线. 大约经过 10^4a , 膨胀的蓝超巨星充满其洛希瓣, 于是开始了质量交流的第二阶段. 致密星周围形成一个吸积盘, 它把大量 X 射线转变成紫外辐射或甚至可见光. 只有垂直于吸积盘发出的 X 射线才能逃离双星系统. 年龄约为 $9.01 \times 10^6 \text{a}$.

g. 10^4a 后, 蓝超巨星失去大部分物质, 变成 $8.8 M_{\odot}$ 质量的氦星, 轨道周期减至 0.2d 左右. 年龄约 $9.02 \times 10^6 \text{a}$.

h. 第二次形成的氦星经超新星爆发而成为致密星. 年龄约 $9.5 \times 10^6 \text{a}$. 双星系统或幸存或瓦解, 取决于抛射质量的多少.

这幅密近双星演化图景, 是对特定的初始质量 ($25 M_{\odot}$ 和

$10M_{\odot}$)、初始质量比 (0.4) 和初始轨道周期 (5.0d) 的双星计算的。它可能过于理想化, 但已能够解释双星的一些重要观测现象, 如某些双星的“演化怪象”(即质量较小的子星看来演化得反而更快), 某些发射线星有着星周包层, 双星中的 X 射线辐射, 以及双星的爆发活动等。然而双星的演化问题实在太复杂了。现有观测已表明, 双星种类异常繁多, 子星质量从小于 $1M_{\odot}$ 到超过 $40M_{\odot}$, 周期从 1 小时到几百天, 子星类型有主序星、巨星、超巨星、B 星、A 星、沃尔夫-拉叶星、脉动变星、爆发变星、X 射线源、射电源、白矮星、中子星和黑洞等等, 而且两子星彼此又可以是相接、半接和不接等几种情况。显然这些不同类型的双星应该是从不同初始状态的双星演化而来, 目前又处于不同的演化阶段。要一一弄清如此众多复杂的双星系统的初始状态和当前的演化阶段, 找出它们相互之间可能有的联系, 不论从观测上或是理论上都是相当困难的。

双星演化理论的主要任务是计算大量模型的演化序列, 在“笔尖上”生产出实际观测到的双星组合, 通过与观测的比较确定现实双星的前身天体及其初始状态和当前演化阶段。这种理论计算都以子星间的质量交流作为控制双星演化进程的基本因素。如果质量交流不改变双星系统的总质量和总角动量, 也就是没有物质和角动量脱离双星系统的话, 我们就称这种演化为守恒演化(忽略星风造成的质量损失)。反之, 如果总质量和总角动量发生改变, 则是非守恒演化。自 60 年代以来, 已经对各种初始质量和初始周期的双星演化进行了大量的计算。随着计算机威力的提高, 特别是在日益丰富的观测资料的启发下, 计算中的限制条件逐渐放宽, 参数的选择日趋合理, 从守恒演化到非守恒演化, 从忽略星风到考虑星风, 从质点力学方法到流体力学方法, 都取得了可喜的成果。

观测的任务主要是测定双星的质量和質量比、半径、光谱型、视向速度变化、亮度变化、化学组成、吸积盘性质、星风强度、质

量损失率等等。利用这些知识,可以检验理论演化序列的合理性,提供双星系统前身天体类型的线索,帮助理论工作者更准确地选择计算模型的参数。

通过观测和理论共同努力,目前已能在以质量交流为基础的理论框架内,程度不同地解释几乎所有类型的现实双星,包括大陵五型双星、巨蛇座 W 型双星、激变双星、共生星、低质量 X 射线双星、沃尔夫-拉叶双星、Be/X 射线双星、大质量 X 射线双星、暂现 X 射线双星等。

关于各种双星的前身星的研究,现在已初步得出以下结论:

A. 短周期中等质量零龄主序双星演化成大陵五型双星 (周期 $< 14d$)。

B. 长周期中等质量零龄主序双星演化成巨蛇座 W 型双星 (周期 $13 \sim 600d$)。

C. O 型零龄主序双星演化成沃尔夫-拉叶型双星。具有最大质量 ($M > 40M_{\odot}$) 的这类双星,仅靠星风的质量损失即可完成这一转变,而不需要通过充满洛希瓣的质量交流。质量较小的则要通过这种交流。主星质量大于 $40M_{\odot}$ 时,不会演化成大质量 X 射线双星。

D. 质量小于 $15M_{\odot}$ 的大质量零龄主序双星演化成 Be 双星,然后变成 Be/X 射线双星。

E. 激变双星的一个子星是白矮星,双星中有吸积盘,磁制动在其进一步演化中起重要作用,它们可以演化成低质量 X 射线双星。

以上这些成就是令人鼓舞的,然而它们只是描述了某些类型双星的一般演化特征,有些结论还有争论,需要进一步研究来搞清楚,如大质量双星的演化过程,沃尔夫-拉叶双星与大质量 X 射线双星在演化上的关系,激变双星的前身星及它们的轨道周期在 $2 \sim 3h$ 范围的完全空缺等。

另外,通过计算“复制”出已了解得相当清楚的某些具体双

星系统的各种特征这类工作还做得很少,因为涉及的参数太多,包括子星的质量、半径、光度、化学成分,这些参数给理论计算加上了严格的限制,因而必须对各种不同初始质量,各种不同初始轨道周期和质量比,各种不同质量损失、角动量损失和质量转移条件,计算包含大量模型的网络.近来有人对大质量双星做了这方面的尝试,取得一定成功.例如,对于参数定得很好的沃尔夫-拉叶双星 V444Cyg,从一个初始质量为 $24M_{\odot}$ 和 $16M_{\odot}$ 、初始轨道周期 1.91d 的大质量双星,可以算出观测到的特征.

(3) 恒星的活动. 这里说的恒星活动包括导致亮度突然增亮的恒星爆发、恒星的准稳质量损失和恒星的色球活动. 因此,我们这里讨论的恒星活动比天文文献中通常提到的活动内容广泛得多,包含了用现有手段在有限时期内能够探测到的所有活动现象. 当然,恒星缓慢演化引起的时间尺度千万年的变化,如从主序星到红巨星的转变,不包括在我们讨论的活动范围之内.

A. 爆发活动. 爆发是最早被人们注意到的恒星活动. 前面提到的超新星,是恒星世界最壮观的突发事件. 80 年代对 SN 1987A 的研究,极大地丰富了对超新星的认识. 另一类常见的具有爆发活动的星是激变星,包括新星、再发新星、矮新星和共生星等主要类别. 空间天文学发现的 X 射线爆发源和 γ 射线爆发源,为恒星层次的爆发活动增添了全新的内容.

除大质量单星演化成的 II 型超新星和 γ 射线爆发源外,上述所有爆发现象都能用双星中的质量交流和吸积盘理论来说明. I 型超新星的前身是白矮星,它从伴星吸积物质,当质量超过钱德拉塞卡极限时,发生核爆轰,有可能把星体完全毁掉. 新星和再发新星都是白矮子星吸积的物质足够多时导致的表层热核爆炸,两者的差别在于再发新星的损质量星是红巨星,新星损质量星是主序星,前者损失质量的速率高于后者,能在短得多的时间(几十年)内导致爆发,而新星则可能要经历 $1\sim 10$ 万年才会发生一次爆发. 矮新星的损质量星是晚型主序星,它发生不规则的膨

胀而不时充满洛希瓣，富氢气体流向白矮子星形成气盘，由于某种不稳定性作用，气盘的增亮便导致观测到的每隔几星期到几个月出现一次的爆发。共生星的损质量星也是红巨星，但它损失质量是通过星风，比通过引力的质量交流慢得多，爆发活动也比其他激变星规模更小和更不规则。X 射线爆发源的特征是亮度上升极快，常短于 1 秒，然后是延续几秒到 1 分钟的衰减。它们是银河系内的源，大多数集中在离银心方向 40° 内的区域。X 射线爆发源有两种类型，I 型以几小时或几天的时间尺度重复爆发，II 型是在几天的时间内每隔几分钟爆发 1 次。多数人认为，X 射线爆发产生于含中子星的 X 射线双星内。中子星从伴星吸积物质，I 型爆是中子星表面层的热核闪，II 型爆则是吸积流的某种不明的不稳定性造成的结果。

γ 射线爆发源现已发现了 400 多个，其爆发延续时间为几秒，可能由不到 1 秒的小爆发组成，它们的本质是一个难解的谜。爆发谱中的 γ 射线发射线可能是被中子星强引力场红化了的正反粒子的湮没辐射，吸收线则是强磁场中的回旋加速吸收。关于爆发的机理，目前有吸积模型、热核爆炸模型和星震模型等在竞争，都围绕着有强磁场的中子星在寻找答案。

II 型超新星是大质量星演化到晚期发生引力坍缩造成的，其理论已在 SN 1987A 的研究中得到很好检验。

耀星有另一种性质的爆发，即从星表面局部区域中释放大量能量而引起恒星变亮，亮度增加 1 至 6 个星等，在几秒钟内完成，然后是持续几分钟的下降。耀星的光谱型是 M 型，少数是 K 型，有发射线，强磁场，这些暗示它们的爆发机理也许同太阳活动相似。

B. 准稳质量损失。恒星将自身的物质以恒星风的形式连续地释放到星际空间而损失质量，一般称为准稳态质量损失，以区别于爆发式抛射和密近双星中的质量交流。很长时期内，质量损失被认为是一些特殊天体才有的现象。然而近 20 年光学、紫外、红

外、射电及 X 射线各波段越来越多的观测资料表明，恒星风形式的准稳质量损失几乎是所有恒星的共同特征。对恒星大气的光学和紫外观测，肯定无疑地探测到了正常星（包括早型星、晚型星、主序星和巨星）的恒星风。射电和红外对恒星形成区的观测，也证明在恒星演化的极早期，质量损失就已经开始了。太阳风也从地面和空间飞船上直接探测到了。处于演化晚期的亚矮星和甚至进入终态的中子星，仍在继续损失质量。质量损失看来在恒星演化的每个阶段都在发生，不过某些阶段上很强烈，另一些阶段上十分微弱罢了。统计研究表明，恒星的光度越高，质量损失率越大，同有效温度也有类似的但弱得多的正相关。

恒星质量损失的研究有着多方面的重要意义。首先，它严重动摇了质量守恒的恒星演化理论。例如，根据 IUE 紫外观测，亮蓝巨星的恒星风的风速可高达 $3\,000\text{km/s}$ ，质量损失率超过 $10^{-5}M_{\odot}/\text{a}$ 。一颗质量为 $50M_{\odot}$ 的恒星在主序阶段将损失 $7.5M_{\odot}$ 的质量，占初始质量的 15%。这对恒星的演化进程显然会有重大影响。其次，恒星质量损失与星际介质成分和能量平衡有直接关系。光学、红外和射电观测表明，冷红巨星（如 AGB 星）的质量损失率高达 $10^{-5}\sim 10^{-4}M_{\odot}/\text{a}$ ，其中含有大量的尘埃颗粒和分子。由于几乎所有质量比太阳大的恒星最后都发展成红巨星，这种风就成为补充星际介质中的分子尘埃成分的主要来源。根据 IRAS 资料，银河系中全部富氧和富碳星，每年通过星风送回星际介质的质量约 $0.35\sim 0.7M_{\odot}$ 。最后，恒星风涉及许多基本物理过程。观测证明，不同恒星的风速可以相差几百倍，质量损失率相差可达数亿倍，有些星风处于超高电离状态，有些星风随时间变化。这些差异，应该与恒星的性质和星风加速机理有关。需要从观测和理论上进一步详细研究。

恒星风和质量损失的研究目前方兴未艾，成绩很大，困难不少。观测的首要任务是测定可靠的质量损失率。以早型星为例，用当前唯一丰富的 IUE 紫外资料推导出的质量损失率，其误差可能

高达 1 000%! 这是因为在 IUE 的工作波段可观测的离子不够多, 有些离子(如 C IV)谱线已饱和, 有些离子(如 Si IV)在该元素中所占份额太少. 用红外色余和 $H\alpha$ 发射导出的质量损失率也不可靠, 因为它强烈依赖于我们还不了解的光球到星风的过渡区的密度结构和速度律. 目前比较可靠的是用厘米波射电观测定出的质量损失率, 但它的适用范围极有限, 因为多数星的射电很弱. 改进这一局面的途径是: 更精确地计算星风的电离平衡, 更合理地分析 $H\alpha$ 发射线轮廓, 在毫米波观测星风的自由-自由辐射, 在 $912 \sim 1\,250 \text{ \AA}$ 范围内观测其他离子的共振谱线.

理论研究的根本任务是找出不同类型星风的加速机理, 并据此建立星风的动力学模型, 这是认识星风结构、速度场和时变性的基础. 迄今已提出了许多种加速机理, 其中比较重要的有热压力梯度、辐射压、阿尔文波和脉动不稳定性. 每一种都有其成功的方面和一大堆有待克服的困难. 热压力梯度模型得出的太阳风终速远小于实际观测到的太阳风速, 因而要求有附加的加速机理. 辐射压加速模型能较好解释正常热星的质量损失, 但它无法说明沃尔夫-拉叶星、天鹅座 P 型星和 Be 星的星风特征. 晚型巨星的星风常用辐射压对尘粒的加速来解释, 但只有当某种附加的机理把气体驱赶到离恒星几个恒星半径处使能产生尘粒时, 辐射压模型才起作用. 现在一般倾向于认为这个附加的机理是径向脉动, 但真正的理论计算还没有进行. 阿尔文波的加速机理是波的能量和动量传递给星风, 但波的耗散过程的物理原因是不清楚的. 径向脉动对星风的加速机理是脉动在恒星外层产生激波, 激波使恒星大气大大延伸, 其中气体最终会获得超过恒星局部逃逸速度的平均速度. 这一机理被用来解释长周期变星的质量损失和 Be 星质量损失率的阶段性变化, 但真正的脉动驱动星风的理论还没有提出来. 这是一个十分吸引人的大有可为的理论研究新领域.

C. 色球活动. 这里主要指恒星上的色球、黑子、耀斑、谱斑和星冕等现象. 这些现象在太阳上早就被观测到了, 所以有时又

称为类太阳活动。色球活动涉及自转、磁场和对流等非常复杂的相互作用过程，历来是恒星物理学的重要研究领域。

恒星色球活动的观测证据，包括光学波段色球发射线如 Ca II H 和 K、远紫外发射线如 Mg II h 和 k、黑子或谱斑引起的光变曲线上的扰动波和谱线轮廓中的移动峰、星冕的 X 射线、射电、耀发、连续谱能量分布异常、星风和磁场等。色球活动主要发生在小质量晚型星上，活动规模比太阳的大得多，其中尤以猎犬座 RS 型双星、后发座 FK 型星、天龙座 BY 型星、金牛座 T 型星和鲸鱼座 UV 型星（即耀星）的活动更为显著。它们的最大黑子可覆盖恒星表面积的 20%，是太阳的 100 倍，冕的 X 射线流量是太阳的 1 万倍，非热射电流量是太阳的百万倍以上。但这并不意味着恒星没有太阳规模的色球活动，只是由于恒星不能象太阳那样呈现为圆面，小规模活动无法探测罢了。

恒星色球活动的研究内容，主要是测定活动周，建立黑子模型，揭示色球活动与磁场、自转、对流和年龄的关系，探索耀斑的机理等。理论上一般认为，恒星色球活动与太阳活动一样是由磁场活动引起的。小质量晚型星有很深的对流区，它同较差自转一起维持着恒星的磁场。近年来利用塞曼加宽效应的观测，定出色球活动星的磁场强度约为 10^{-1}T ，覆盖恒星表面积的 20%。然而磁场起源这个关键问题却仍然没有答案。

恒星色球活动的观测研究，目前主要集中在两方面。一是监测大量恒星的色球活动以定出活动的周期或时间尺度，二是分析光变曲线的黑子扰动波和谱线轮廓中的移动峰以建立黑子模型（数量、大小、分布及与光球的温度差等）。扰动波的分析多用于食双星，移动峰的分析多用于快速自转星。

已定出的活动周长度大致在 3~20 年范围内。然而，在太阳的 11 年活动周之外，还发现了其它周期，如太阳黑子计数变化的 80 年周期和蒙德极小期出现的 180 年周期。因此，对于规模比太阳大几个数量级的恒星色球活动，预期也可能有更长的周期存在。

要定出这些周期，显然需要几十年甚至数百年的资料积累。

在建立黑子模型时，不唯一性是一个很大的困难。有些观测资料可同时用单黑子模型和多黑子模型拟合。虽然目前公认双黑子模型比较好，但双黑子中的每一个究竟真是一个大黑子还是一群小黑子，则是一个没有解决的问题。对此，观测还无法提供可靠检验，理论也束手无策。答案看来必须通过解决黑子形成机理这个根本问题来寻找。黑子模型的另一个重要参数是黑子寿命。根据对 10 颗色球活动星的可靠观测记录的分析，黑子寿命一般为 10 年以上。例如，猎犬座 RS 这颗典型星的 20 年精确光电测光资料表明，它的一个缓慢漂移的大黑子的寿命为 20 年。然而，这样长的寿命遇到了理论上的困难，因为大黑子占据相当宽的纬度范围，可能经受不住较差自转的剪切效应而很快分裂。但迄今还无人计算过黑子因较差自转而分裂的时间尺度。

总之，色球活动十分复杂，即使对观测资料可靠得多的太阳活动，许多根本问题也没有搞清楚。这是太阳物理和恒星物理可以紧密结合的一个重要研究领域。

(4) 非径向脉动和星震学。恒星非径向脉动的研究，近年来得到很大进展。光学波段的高精度测光和高分辨率高信噪比分光观测，发现了许多过去认为没有脉动的恒星实际上都有程度不同的脉动。

在早型星中，原来只有仙王座 β 型星被发现是脉动变星。1977 年发现光谱型 O8~B5 间的相当多的星有谱线轮廓的变化，这种变化用低阶非径向脉动能予以较好的解释。这些早型星的光谱型范围比仙王座 β 型的宽，没有径向脉动模式，周期为 0.5~2d 以上，大大长于仙王座 β 型星的周期，说明它们有别于仙王座 β 型变星。事实上，现在倾向于认为，如果仔细分析高精度观测资料，也许绝大多数早型星都会显示脉动的迹象。Be 星就是一例，谱线轮廓变化或短时标亮度变化，已在几十颗 Be 星中观测到了。近年对金属不透明度的重新计算，证明激发 B 型星是脉动的机理，也是

κ 机理.

盾牌座 δ 型星是早已发现的脉动变星. 新的观测表明, 其中许多星的脉动是非径向脉动, 但关于脉动的性质仍是不清楚的, 有些是单模, 有些是多模, 有些是径向和非径向脉动同时存在. 要卓有成效地研究盾牌座 δ 型变星的脉动, 首先应该在观测上对这类星的多重周期非径向脉动进行完整的频率分析. 这就需要在多个天文台同时对同一颗星作高精度连续观测, 以取得时间覆盖比较完全和不含混杂频率的资料. 最近几年已有几个研究小组进行了这类国际合作, 对金牛座 θ^2 这颗最亮的盾牌座 δ 型星首次以毫星等的精度获得了几乎无间断的 10 多天的光变曲线, 证认了该星至少有 5 个非径向脉动周期, 所得结果是令人鼓舞的. 看来, 只有当观测者能提供更可靠的多重频率分析结果时, 理论家大概才会花必要的时间来进一步研究盾牌座 δ 型变星的脉动理论模型.

近几年来, 恒星脉动研究中出现了一个新方向——星震学, 即利用脉动多重频率的测定和与理论比较, 来探讨恒星内部结构和运动. 这一方向的先导, 是导致建立日震学的太阳 5 分钟振荡的发现. 对实测频率的分析, 证明这种振荡是太阳上的一种高阶低次 P 模振动, 包含大约 10^7 个不同的振动模式, 携带着关于太阳内部的大量信息, 是研究太阳内部结构和运动的强大手段, 其原理类似于用地震波研究地球内部. 日震学已发展成为一门比较成熟的分支学科, 10 多年来揭示的关于太阳内部的知识, 比过去几十年从恒星振动研究得到的关于恒星内部的知识多得多. 这是由于恒星很暗而且圆面未能分辨, 不可能获得像太阳那样的高信噪比和高空间分辨率的资料. 不过近几年来已在下面三类恒星中观测到了具有星震学意义的振动.

A. 快速振动 A_p 星. 1982 年以来, 又发现十几颗 A_p 星的周期为 4~15min、变幅不大于 0.016 星等的快速光变. 这些星都是冷磁星, 周期稳定, 有些星的周期几年不变. 振幅的变化和磁场强度同步, 表明 A_p 星振动的激发机理与磁场有关. A_p 星振动的

发现,在星震学的发展中是一个重大事件,这不但因为 A_p 星是具有星震学应用前景的为数不多的几类恒星中的一类,而且还提供了研究强磁场和元素丰度及分布异常对振动的影响的可能性.为了证认 A_p 星的振动模式,理论上提出了一个简单的认为振动对称轴与偶极磁轴一致而与自转轴斜交的斜脉动模型,它能解释振幅与磁场的同步变化和三重结构频率.关于 A_p 星振动的激发机理,已经提出三个,即 κ 机理、磁场变形效应机理和对流/脉动共振机理,都研究得不很充分.在观测上,紧要任务是提高测光精度,为证认模式提供可靠的多重频率,如果能够证认出哪怕只对应 $0 < l < 4$ 的许多本征模式,就有可能应用日震学的方法推知 A_p 星的内部性质.

B. 白矮星. 70 年代以来,已在 DAV、DBV 和 DOV 三类白矮变星中发现了振动引起的光变 (V 表示光变). 这三类星的振动性质十分相似: 振幅小, 振动的时间尺度都在几百秒到几千秒之间, 都含有多个频率, 以致光变曲线上都有明显的拍现象. 现有资料表明, 这些天体的振动至少含 4 个频率, 许多星含 10 个以上, 有一颗星 (即 DBV 星 GD358) 的频率数超过 25, 它们之间的拍使光变曲线的振幅起伏十分明显.

白矮星振动的发现大大增进了我们对这些致密天体内部结构的认识. 通过理论模型振动不稳定性的计算和与观测的比较, 进一步弄清了白矮星内部物质的分层情况, 初步确定了 DAV 和 DBV 星的振动激发机理是对流阻塞效应, DOV 星的振动激发机理则是表层碳和氧的电离.

C. 类太阳型恒星. 在全日面平均的太阳 5min 振荡观测成功的鼓舞下, 人们开始用类似方法去探测晚型恒星的快速振动. 这些努力似乎已经导致三颗星类太阳振动的发现. 1984 年探测到波江座 ϵ (K2V 型) 的 Ca II H 和 K 线发射成分强度随时间而变, 被认为是 P 模振动引起. 功率谱分析显示一系列峰值, 峰间距与理论预期值十分符合, 但周期值约 10min, 则与 K2V 型星的理论预

期值 4min 相差颇大. 这个观测结果, 引起了对波江座 ϵ 的理论模型和演化地位的重新讨论. 关于波江座 ϵ 的年龄问题, 本来早有争论. 它自转较快, 色球活动强, 似乎应该比较年轻; 它的金属含量偏低, 则表示它年老. 新观测到的振动频率如果可靠, 则将对模型施加严格的限制, 因而肯定有助于解决此星的年龄矛盾问题. 1986 年发现小犬座 α (F5 IV 型) 和半人马座 α (G2 V 型) 两颗亮星的钠谱线强度的快变, 也被认为是 P 模振动所引起. 通过功率谱分析和与理论模型的比较, 对这两颗星得到不同的结论. 对于小犬座 α , 所有观测结果, 包括振动的激发、质量、半径和年龄, 均与理论预言相符. 但对半人马座 α , 情况则大不相同. 只有实测的周期 3.5~8.5min 与理论符合, 单模最大振幅 150cm/s 太大, 超过太阳值 5~10 倍, 其他如质量、半径等, 均与现有被认为很可靠的值相差很大. 因此, 半人马座 α 的理论模型可能需要作重大修改.

以上几类已发现多模振动的恒星, 代表着星体结构和演化地位相差十分悬殊的天体, 暗示着振动在恒星的生命史中可能具有更深远的意义. 恒星振动极可能是一种普遍现象, 也许将来有一天, 发现一颗无振动的星会比发现一颗有振动的星更困难.

星震学已经展示了它的可喜前景, 但要可靠地测出像太阳 5min 振荡那种小变幅的恒星振动, 必须大大提高信噪比和空间分辨率, 除利用新一代大地面望远镜外, 开展空间星震学观测将是更有效的途径.

3. 90 年代发展趋势和前景

90 年代将有一批先进的地面和空间设备投入使用, 在 γ 射线到射电的所有波段上的探测能力, 都将有数量级的提高, 恒星物理学亦将有一个大的飞跃. 这里我们只列举一下观测设备发展主要趋势和课题研究的前景.

3.1 观测设备发展的主要趋势

天文观测设备发展的目的,可以归纳为扩展波段、提高灵敏度和提高空间分辨率. 90 年代的主要趋势将是大力提高灵敏度和空间分辨率,同时以红外和亚毫米波的开发为重点,促进全波天文学的全面发展。

(1) 大批建造大口径地面光学/红外望远镜. 美、欧和日本在 80 年代提出的等效口径 8~16m 的望远镜共 7 台,其中 3 台经费已落实,将在 90 年代建成. 美国在 90 年代初又提出建造两台 8 米望远镜,预期 90 年代末建成. 仅仅由于有较大的集光能力,新一代大望远镜的灵敏度相对于现有最大地面设备将提高几倍到 10 倍.

(2) 采用自适应光学技术建造新一代大望远镜和改进现有地面望远镜. 这将使空间分辨率接近衍射极限,由此降低的背景噪声将提高极限灵敏度近 50 倍.

(3) 加速发展干涉技术,进一步大幅度提高空间分辨率. ESO 的 16m 望远镜 (VLT) 由 4 台 8m 望远镜组成,就考虑了干涉的需要. 在 90 年代,美国拟建基线超过 100m 的 5m×2m 地面光学/红外干涉仪,其空间分辨率在近红外区接近毫角秒. 日本和前苏联都计划发射空间射电干涉仪,美国也提出了空间射电干涉仪的建议,这将把空间分辨率相对于地面再提高 1 000 倍.

(4) 加强探测器的改进和研制. 在光学/红外波段继续改进前面提到的 CCD 和红外阵列探测器的性能. 射电天文的目标是更新综合孔径望远镜的接收系统,研制 VLBI 宽带记录设备、宽带低噪声接收机和毫米波超导接收机. 在 X 射线波段,已着手发展高压气体计数器和液态惰性气体探测器,并开始探讨用 CCD 作 X 射线探测器的实际可能. 在 γ 射线波段,主要是研制新型大面积探测器,候选者有高压气体探测器、液态 Xe 和 Ar 探测器、闪烁成像探测器、方位敏感的 Ge 和 Si 探测器、超导跃迁探测器和高能量测热计等.

(5) 重点开发红外波段. 1~1 000 μ m 的红外波段观测技术在

80 年代才成熟, 90 年代将作为开发重点. 除前述 8~16m 地面望远镜可同时工作于光学和近红外波段外, HST 也配备了工作于 0.8~2.5 μm 的红外仪器. 计划于 90 年代建成的大型红外望远镜有: 欧洲空间局的红外空间天文台 (ISO)、美国的地面 8m 红外望远镜 (IOT)、美德合作的机载同温层远红外天文台 (SOFIA) 和美国的空问红外望远镜设备 (SIRTF). 这些设备投入使用后, 红外天文学将发生一次飞跃.

3.2 恒星物理研究的前景

90 年代的新设备将全面推动恒星物理学的发展, 下面简单列举几个领域的前景.

(1) 恒星和行星系的形成. 90 年代计划投入运行的红外望远镜 SIRTF、SOFIA 和 IOT 以及毫米波射电望远镜阵 (MMA), 将能获得分子云的清晰象, 测量恒星形成区中不同地点的温度、密度和化学组成等物理条件, 探测个别深埋原恒星的辐射, 测定直到亚恒星质量范围 ($<0.08M_{\odot}$) 的光度函数, 并把恒星形成率与恒星质量及分子云性质联系起来. 通过观测埋在尘埃中的吸积激波产生的红外谱线及其轮廓, 能够研究物质向原恒星非对称下落过程和原行星盘的形成过程. 精确的成象和自行测量, 将使我们看到邻近恒星形成区中离原恒星仅 5~10AU 的喷流, 因而有可能探查这些喷流何以会成为定向流的物理原因、喷流的演化过程以及它们对下落物质的阻碍作用等. 对于星周盘本身, 通过观测它们对中央星辐射的散射, 有可能以 5~10AU 的空间分辨率研究盘内固态物质的分布, 以 R 约为 100 000 的谱分辨本领对星周盘进行红外分光观测以得到盘的自转曲线, 测定盘中不同地点的气体/尘埃比. 这些高精度的观测资料, 有可能回答下列重要问题: 不同分子云的能量平衡、化学组成和冷却速率是怎样的? 什么样的云或凝聚核产生大质量星以及它们与产生小质量星的云或核有什么不同? 星团、聚星和双星是在什么条件下形成的? 大质量星的早期演化与小质量星有何差别? 影响恒星形成速率的主要条件

是什么？星周盘的演化是怎样的？在星周盘存在期的主序前演化阶段，喷流是否一直是高度定向的？在盘中尘粒集成星子后是否会遗留下来富含气体的盘？在什么样的年龄范围内能探测到盘中气体？行星形成后残留的气体和尘埃是如何消散的？

(2) 恒星演化. 恒星演化的许多重要问题，可能在 90 年代得到不同程度的解答. 地面和空间的大型观测设备，以其极高的空间分辨率，将能测定大批星的精确距离和质量，据此可建立更准确的质量-颜色-光度关系，对于星团还能经验地在此关系中增加年龄参数，进一步检验恒星演化理论.

超新星是当前最热门的研究对象之一，因为它涉及元素的合成和致密星的形成. 90 年代的新设备，特别是 γ 射线天文台 (GRO) 和高级 X 射线天体物理设备 (AXAF)，将能对超新星及其遗迹进行详尽的流量和分光观测，提供关于超新星爆发机理和释放的重元素的崭新知识. 例如，超新星的 γ 射线发射线给出新合成元素成分和丰度的直接证据， γ 射线谱线轮廓可揭示超新星爆发的机理、速度分布、物质混合和不对称性，年轻超新星遗迹的高分辨 X 射线分光观测将提供所有类型超新星抛射物的丰度. 这些观测将有可能回答下列问题：超新星爆发的机理是什么？爆发的关键特征（如释放的总能量和抛出的总质量）是怎样的？在 I 型和 II 型超新星事件中，通过爆发式核合成产生的元素有哪些？数量是多少？超新星的前身天体的性质（质量、化学成分、结构和多重性）如何？几年前爆发的 SN 1987A 肯定留下了一个遗迹，在 90 年代对它进行多波段特别是 X 射线和 γ 射线观测，将对认识这个最年轻的坍缩星起关键作用.

密近双星的演化是又一个重点内容，90 年代将充分利用新设备的高灵敏度和高空间分辨率对它们进行详细研究. HST 可能在紫外区分解双星中的热致密子星，地面干涉仪将可分辨角距为 0.1 毫角秒的两颗子星，定出它们各自的轨道和质量. 而空间干涉仪有希望以 $10^{-5} \sim 10^{-4}$ 角秒的高分辨率获得最近的 W UMa 和 U

Gem 型双星的像，研究激变双星中的吸积盘和气流的结构和运动。这些研究可能回答下列重要问题：吸积盘是怎样形成的？什么过程使吸积盘角动量耗散？吸积盘内边缘怎样与中央致密星相互作用？吸积流怎样同中子星和白矮星的强磁场相互作用？吸积盘在致密星周围喷流的形成和定向中起什么作用？

(3) 恒星活动和质量损失。极高的空间分辨率可揭示恒星的表面结构、黑子分布和变化，大大改进我们现在通过光斑干涉和多普勒成像获得的知识。以空前清晰度的成像观测和极高分辨率的分光观测，可以研究邻近恒星的星周盘、气壳和星风的密度结构和速度场，甚至可能得到由于自转而变扁的星象。对大批恒星在 X 射线波段进行高灵敏度高分辨率分光和大视场成像观测，将提供大量资料，可望把观测量同恒星的光谱型、自转速度、光学光度、年龄和多重性等性质联系起来，监测恒星的 X 射线流量变化和导出活动周的时间尺度。这些研究，将有可能解决恒星活动与恒星演化阶段、恒星内部和大气结构的关系以及星冕的加热机理等问题。

(4) 星震学。利用新一代 8~10m 级望远镜达到的极高灵敏度，有可能真正可靠地测出类太阳的恒星振动。空间星震学的研究，在 90 年代将有较大发展。HST 携有一个高速光度计，其精度可满足星震学的测光要求，半人马座 α 的星震观测已被列为使用该光度计的正式选题，很可能解决前面提到的有关该星现有理论与星震观测结果之间的矛盾。另一计划是利用一艘探测火星和小行星带的行星际飞船，在飞往火星的 9 个月和然后飞往小行星带的 4 年半时间内，将进行有限的星震观测，而且观测只限于 $V < 4$ 的亮星，每颗星连续测量 4 个月，才能达到 10^{-6} 的光子噪声水平，因此总共可以观测 15 颗星。还有一些空间星震计划正在考虑之中，如绕地小型轨道望远镜和空间施米特望远镜等。预期星震学的一些重大问题，有希望于 90 年代得到基本解决。

参 考 文 献

- [1] Astronomy and Astrophysics Survey Committee et al. The Decade of Discovery in Astronomy and Astrophysics. Washington DC: National Academy Press, 1991
- [2] Astronomy and Astrophysics Survey Committee et al. WORKING PAPERS, Astronomy and Astrophysics Panel Reports. Washington DC: National Academy Press, 1991
- [3] Christensen-Dalsgaard J, Frandsen S. ed. Proceedings of the IAU Symposium No. 123 on Advances in Helio and Asteroseismology. Dordrecht/Boston/Lancaster/Tokyo: D. Reidel Publishing Company, 1988
- [4] Harmanec P, ed. Proceedings of the Tenth European Regional Astronomy Meeting of the IAU, vol. 5, ASTROPHYSICS. Praha: Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences, 1987
- [5] Capuzzo-Dolcetta R, Chiosi C, Di Fazio A, ed. Proceedings of the Workshop on Physical Processes in Fragmentation and Star Formation, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1990
- [6] Bianchi L, Gilmozzi R, ed. Proceedings of the Second Torino Workshop on Mass Outflows from Stars and Galactic Nuclei. Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 1988
- [7] Cram L E, Kuhl L V. FGK Stars and T Tauri Stars. Washington DC: U. S. Government Printing Office, 1989
- [8] Bowers R L, Deeming T. Astrophysics, I. Stars. Boston: Jones and Bartlett Publishers, Inc, 1984
- [9] 黄润乾, 李焱编著. 恒星振动理论. 北京: 科学出版社, 1990
- [10] 李宗伟, 肖兴华编著. 普通天体物理学. 北京: 高等教育出版社, 1992

七、90年代的恒星结构和演化理论

黄润乾

(中国科学院云南天文台)

1. 研究历史

恒星是宇宙中最繁多的一种天体。通过天文观测，人们发现恒星中有各种各样的类型。有温度很高，颜色发白，发蓝的早型星；有体积很大，颜色发红的红巨星或红超巨星；有成双在一起互相绕转的双星系统；有亮度、半径周期变化的变星，也有体积极小，十分暗弱但颜色发白的白矮星等等。面对这许许多多性质不一的恒星，人们必然会提出一个问题，这些颜色，亮度，大小各不相同的恒星，它们的内部结构，内部发生的各种物理过程，以及它们的演化性质是怎样的？

恒星为什么会演化？主要是因为它们的内部不断发生着许多的物理过程，这些物理过程的发生和变化使得整个恒星的性质随之变化。在这些物理过程中，最主要的是恒星内部发生的热核反应过程。热核反应释放出的能量是维持恒星不断向外辐射出大量能量的主要能源。同时，由于热核反应，使得恒星内部的化学组成在不断变化，如中心核内的元素可以由氢变为氦，又由氦变为碳等等。在不同的温度下，在中心核内不同的元素发生核反应时所释放出的能量大小不同，这会使得恒星的光度以及恒星内部的温度分布不断地变化，而随着光度和内部温度分布的变化，恒星内部或表层在一定时期内会产生强烈的对流现象。对流的产生不仅可以帮助传输能量，同时也起着化学组成混合的作用，可以将内部的化学组成变化带到表面，使表面的化学组成也发生变化。

恒星的体积、表面温度以及恒星的颜色等都会随着内部的变化而变化。所以恒星可以由蓝色体积较小的星变为红色体积较大的红巨星或红超巨星，也可以变为体积很小而温度很高的白矮星。我们在天空中所观测到的各种不同颜色、不同温度和光度、不同化学组成的恒星，实际是质量不同的恒星在不同演化阶段的表现而已，这就象人类在不同年龄时，其身高、体重、外貌等都不同一样。

恒星结构和演化理论是研究恒星内部的结构和恒星演化的理论。恒星内部的压强、温度、密度是怎样分布的？会发生什么物理过程和运动？这些都是我们无法直接观测到的。那么，怎样才能了解恒星的内部和恒星的演化呢？恒星结构和演化理论采用的方法是：首先需要对恒星作一些简化而合理的假设，如假设恒星是球形对称结构的气体球，并且满足流体静力学平衡条件，能够遵守能量守恒定律和稳定条件等。在这些假设的基础上，可以建立起一系列描述恒星内部各种物理过程及其变化的方程组。因而可以说是建立起一个模拟恒星结构和演化的模型，然后借助于计算机去解这个模型，就可以得到关于恒星内部的结构和演化规律的知识。当然需要将理论模型得到的结果和观测进行比较，如果理论结果能够解释各种恒星现象和观测得到的各种规律，那么就可以认为这个理论是正确的。

对恒星内部的物理过程，结构状况以及演化性质的研究，已有悠久的历史。例如1907年由Robert Emden所著的《气体球》一书，1928年Eddington A S的专著《恒星内部结构》，1939年Chandrasekhar S的专著《恒星结构研究导论》，和1958年Schwarzschild M的专著《恒星的结构和演化》，都可作为恒星结构和演化理论发展历史中不同的里程碑。

2. 研究成就

本世纪60年代初期至70年代中的这10多年里，可以认为是

恒星结构和演化理论发展最迅速,取得成果最辉煌的一段时间.造成这次飞跃发展的原因,一方面是因为原子物理,量子力学等近代物理的飞速发展,同时大型电子计算机的问世和在天体物理中的应用.另方面则是对恒星的观测累积了大量的资料,总结出赫罗图和恒星在赫罗图中分布的各种规律.经过了这段时期,可以说已经初步建立起一个比较完整的恒星结构和演化理论,它能够说明天空中各类不同的恒星和现象,实际上是不同质量和化学组成的恒星在不同演化阶段所表现出来的天体和现象,可以解释当时所观测到的赫罗图中各类恒星的分布规律,和其它一些观测得到的经验规律.

但是,60年代初到70年代中这个阶段所建立起来的恒星结构和演化理论,无论是对恒星内部的各种物理过程的认识深度,包括恒星内部的热核反应、对流过程、气体粒子间在各种特殊条件下的相互作用,气体粒子与辐射之间的相互作用等等,或是对恒星模型所作的许多假设,包括恒星的质量不变,球对称结构,恒星没有激变和爆发现象等等,都表明,这个时期建立的恒星结构和演化理论是比较粗糙的.

1975年以后的10多年里,由于天文观测技术的迅速发展,特别是各种波段的天文卫星的发射,大型光学和射电望远镜投入使用,以及高灵敏、高分辨率终端接收设备和电子计算机的快速处理,使得天文观测的精度,发现新天体和新现象的本领大大提高,人们进一步发现了许多过去所没有观测到的现象和天体.这些发现对于进一步揭示恒星内部一些更为复杂的物理过程,对于推动恒星结构和演化理论的发展有着十分重大的意义.在这些发现中,比较重大的,能导致恒星结构和演化理论有重要变化的有以下几点:

2.1 观测

大量的观测证明,几乎所有质量大于 $10M_{\odot}$ 的大质量恒星都有严重的、以星风形式向外损失物质.特别是温度和光度都很高

的沃尔夫-拉叶星,一些早型的蓝巨星和许多红巨星,红超巨星,处于 AGB 演化阶段(即接近于巨星分支阶段)的恒星,有很强大的星风物质损失,其物质损失的速率一般达到 $10^{-4} \sim 10^{-8} M_{\odot}/a$,对于早型的热星,观测到的星风气流速度可以高达 $600 \sim 3\,500 \text{ km/s}$. 对于 K 和 M 型的晚型冷星,星风速度也能达到 $10 \sim 100 \text{ km/s}$. 现在可以说,恒星有星风物质损失的现象是普遍存在的,即使象太阳这颗小质量恒星,我们就已观测到有太阳风的存在,太阳风的物质损失率很小,大约为 $10^{-14} M_{\odot}/a$.

观测还发现,具有严重星风物质损失的大质量恒星在赫罗图中的分布规律也有明显的不同. 在大质量恒星的赫罗图中(图 7.1),存在一个明显的光度上边界,即在这个光度上边界以上的区域没有恒星分布,而在光度边界以下的区域才有恒星分布,这个光度上边界在 O 型星范围为最高,可达 $M_{\text{bol}} = -12$. 随着恒星有效温度的降低,这个边界值也下降. 进入冷巨星区域后这个边界维持恒定不变. 十分有趣的是,一些观测到有巨烈爆发性物质损失的星如 ηCar , P Cyg, R136a 等在赫罗图中的位置都分布在这个光度上边界的周围附近. 大质量恒星赫罗图中存在光度上边界的事实,是和质量守恒的恒星演化理论结果相矛盾的. 根据质量

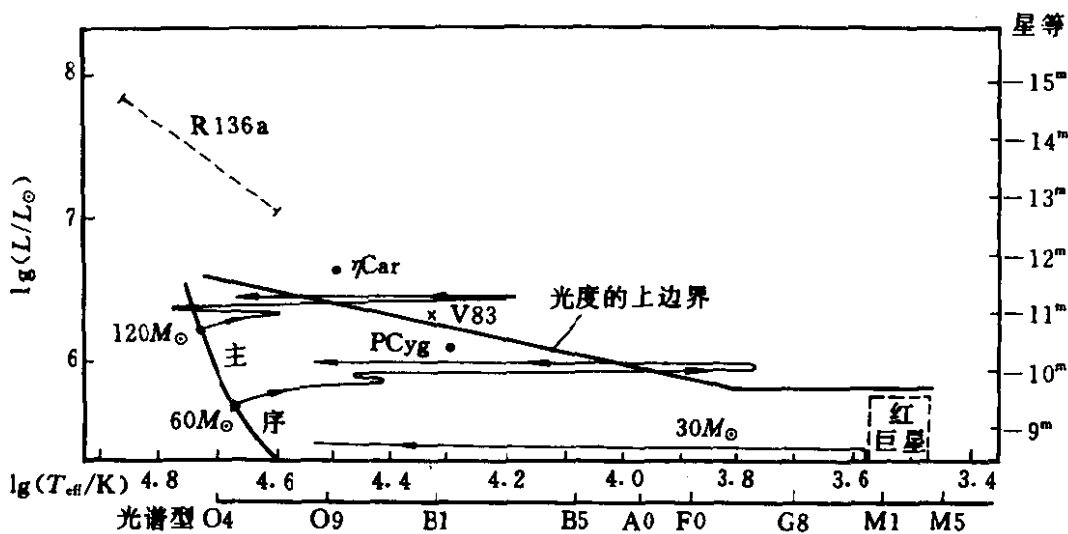


图 7.1 大质量恒星赫罗图中的上边界

守恒的演化理论，大质量星是可以演化到进入光度上边界以上的区域，如图 7.1 中所示，质量为 $60M_{\odot}$ 和 $120M_{\odot}$ 的恒星，用质量守恒的演化理论计算，其演化程可以进入到光度上边界以上的区域。

除此外，观测还发现，在赫罗图中大质量恒星的主序特别宽，可以复盖从 O7 到 A0 光谱型的范围。然而用质量守恒的演化理论所得到的大质量星主序带比较窄，只能延伸到 O9.5~B0 光谱型。

恒星有星风物质损失，特别是大质量星有严重星风物质损失的发现，以及大质量星赫罗图中存在光度上边界和主序变宽现象的发现，动摇了以质量守恒为假设的恒星结构和演化理论。必须建立质量非守恒的恒星结构和演化理论。为建立质量非守恒的恒星结构和演化理论，首先应该搞清楚恒星产生星风物质损失的物理机理是什么？只有知道了星风产生的物理机理，才能知道星风物质损失率与哪些物理量有关，从而可以在恒星结构和演化模型中加以考虑。近一二十年来，许多的恒星物理学家一方面从事精确测定各类恒星的星风物质损失率，寻找星风物质损失率与恒星光度、半径、化学组成等量的经验关系，另方面则从理论上研究产生星风物质损失的物理机理。到目前为止，已有许多的理论解释。一种理论认为，由于恒星大气最外层的气体粒子的吸收系数很大，可以吸收大量的辐射能，被辐射能加速到很高的速度，如果这个速度远大于恒星引力场的逃逸速度，那么它们就可以逃离恒星引力场而形成星风物质流。这种理论称为辐射压驱动机制^[1,2]。它只能解释早型热星所产生的星风，因为只有早型热星的辐射压比较大。但是，对于晚型的冷星，例如象太阳这样的晚型星或是表面温度很低的红巨星，用这种理论就难以说明星风的产生原因，因为表面温度低，辐射压很小，不足以驱动星风的产生。对于这类星又有人提出了所谓的日冕机制。这种理论的基础是根据晚型冷星、红巨星的外壳都处于对流状态，而在对流层内能量可以通过声波或机械波或等离子体波向外传递。恒星大气最外层的颗粒

物质可以被通过声波或机械波或等离子体波传递的能量加速到具有逃离恒星引力场所需要的速度并形成星风。还有一种理论是上述辐射压驱动机制与日冕机制的组合。这是因为单纯的辐射压驱动机制或单纯的日冕机制往往还不能解释不同的观测事实。此外，还有人考虑恒星自转和辐射压驱动的联合效应，也有人考虑磁场驱动机制等等。

利用由观测得到的大质量星星风物质损失率与光度、半径、质量等量的经验公式，或由辐射压驱动机理给出的理论公式，近 10 多年来，许多人对大质量恒星进行了质量非守恒演化模型计算，并取得了许多重要进展^[3]。根据质量非守恒演化模型计算，对于质量大于 $50M_{\odot}$ 的恒星，将在主序阶段以及主序后的蓝超巨星阶段，将全部外壳物质损失掉，同时在赫罗图中的演化程将在蓝超巨星阶段回转向蓝方向运动，经过 Hubble-Sandage 变星（如 V83）阶段而变成 WN 或 WC 型沃尔夫-拉叶星。因此，这类星不会演化进入到光度上边界以上的区域而变成红超巨星。对于质量在 $20 \sim 50M_{\odot}$ 之间的恒星，星风物质损失将使它们在主序阶段以及在蓝超巨星阶段损失相当部分的外壳，但不会将全部外壳损失掉，它们会演化到红超巨星区域，此时中心核处于早期的氦燃烧阶段。在红超巨星阶段，由于强大的星风物质损失，使恒星失掉全部外壳，然后恒星在赫罗图中的演化程折转向蓝方向运动，直到变成沃尔夫-拉叶星。这样，很好地解释了大质量星赫罗图中的光度上边界。同时，通过质量非守恒的演化计算，人们也认识了温度高和光度高的沃尔夫-拉叶星，原来是大质量恒星由于星风物质损失，将其全部外壳损失后而暴露出来的星核，是大质量恒星演化过程中某一特殊阶段的产物。

用质量非守恒演化模型计算大质量恒星的结构和演化时，发现星风物质损失效应会导致恒星中心区域的温度下降，从而造成中心区域热核反应的速率降低，使氢燃烧过程变长，使大质量恒星的主序变宽。

对大质量恒星的结构和演化研究又导致恒星对流理论的进一步发展. 首先在大质量恒星内部, 人们通过计算, 发现位于中心对流核外边缘附近, 化学组成变化很剧烈的一个小区域内, 会出现一种非稳定性, 它使得物质元振动起来, 并且振幅会慢慢变大, 其结果可以造成化学元素慢慢地混合. 这是人们首次认识到在这类恒星内存在的一种类似于对流, 但实际又不是对流的一种物质运动过程, 称为半对流. 另外, 质量非守恒演化计算虽然可以使大质量恒星的主序变宽, 但是主序变宽的程度仍然没有达到观测得到的主序宽度. 只有将通常恒星结构和演化理论中采用的局部混合程对流理论改为非局部对流理论后, 才能使计算得到的主序宽度和观测值比较接近. 由于如何确定恒星内对流区的大小, 如何计算对流过程的能量传输对于恒星的结构、演化以及振动性质影响很大, 因此是否有正确的对流理论意义重大. 局部混合程理论是一种借助于气体分子运动论的方法和概念来处理本身是复杂湍流运动的对流过程. 因此, 严格说局部混合程理论与真实的对流过程是不符合的. 近 10 多年来, 已经提出了几种非局部对流理论, 并且证明在大质量恒星以及其它一些情况下, 非局部理论得到的结果能与实际观测结果更接近一些^[4].

2.2 X 射线源和 X 射线爆

发现了一大批 X 射线源和 X 射线爆源, 以及许多的激变变星和新星等等. 通过进一步的观测和理论分析, 证实了这些 X 射线源、X 射线爆源, 以及激变变星、新星等都是些特殊的双星系统. 在这些特殊的双星系统中有一颗子星是致密的白矮星或中子星. 并且围绕着致密的白矮星或中子星周围还有一个高速转动的物质盘, 称为吸积盘. 这些特殊双星系统又可分为两类: 一类称为小质量双星系统, 包括小质量 X 射线双星、激变双星、新星等. 小质量双星系统的总质量通常都小于 $2M_{\odot}$, 周期通常只有几小时到一天或两天, 并且双星中质量较大的是白矮星或中子星, 质量较小的是一颗晚型主序星, 充满洛希瓣, 有物质流向吸积盘. 另一

类称为大质量 X 射线双星，在这类双星中质量较小的子星是致密天体（中子星），而质量较大的子星通常是一颗有严重星风物质损失的大质量星。

由于白矮星、中子星都属于恒星演化到后期，将其外壳损失掉或爆炸掉而暴露出来的星核，因此，上述这些特殊双星系统中有一颗子星是白矮星或中子星的事实说明，这些双星系统在演化形成过程中必然有严重的物质损失和角动量损失。除了上述这些特殊双星系统外，光谱观测还证实，还有许多双星系统如沃尔夫-拉叶双星系统，大质量双星系统，共生星双星系统等等都有严重的物质损失。这些观测发现动摇了以质量和角动量守恒为假设基础的双星演化理论，必须建立质量和角动量非守恒的双星演化理论。但是，和发展质量非守恒的单星演化理论相比，发展质量非守恒的双星演化理论遇到的困难更大，因为在双星情况下，子星产生物质损失的机理更加复杂。由于双星中的子星是处于伴星的引力场和辐射场的作用下，因而产生物质损失的机理应当包括伴星引力场和辐射场的作用。此外，双星的物质损失必然带走部分角动量，角动量的损失机理又是怎样？双星中两子星之间要发生物质交换过程，并且对双星的演化起重要影响，然而物质交换过程是一个十分复杂的过程，在恒星不同演化阶段发生物质交换时，其交换的速率，角动量转移的大小，能量的转移等都不相同，因而双星的轨道参数，子星的质量比如何变化都是十分复杂的。最后，各类特殊双星系统的演化又有其特殊情况，如大质量双星有很高的辐射压，小质量双星有吸积盘的存在和作用等等。所有这些因素都造成质量和角动量非守恒双星演化理论发展比较慢。但最近大质量双星系统的质量非守恒演化理论已有很大进展^[5]，上述关于双星物质损失机理，角动量损失的计算，辐射压的影响，以及双星轨道参量的变化等都基本得到解决。

在 X 射线双星，激变双星和新星等双星系统中发现吸积盘的存在，又导致吸积盘理论的迅速发展。实际上在宇宙中很多情况

下都发现有吸积盘并伴随有喷流现象的存在，例如在星际云塌缩形成恒星的过程中，已经观测到有吸积盘和喷流现象的存在，在活动星系核（如 BL Lac 天体）附近也观测到吸积盘及喷流现象等等。但不同天体附近的吸积盘的结构不同，双星中的吸积盘属于薄盘，而其它天体附近观测到的吸积盘属于厚盘。最近几年来对于吸积盘的辐射、结构、非稳定性以及喷流现象的研究非常活跃，这是因为人们逐渐认识到物质吸积释放能量是天体物理中一种更高效率的释能机制，它是活动星系核能够产生远比热核反应高得多的高能辐射能源。在活动星系核或其它天体附近观测到喷流现象与吸积盘的结构和特性有密切关系。在双星理论中，吸积盘的存在对于双星的光谱特性，对于物质交流和角动量损失都是十分重要的^[6]。

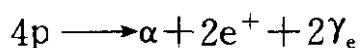
由 X 射线爆源的观测资料 and 理论分析可以确定，X 射线爆源是由一颗中子星和一颗小质量主序星组成的双星系统。主序星充满洛希瓣，有物质流向围绕在中子星周围的吸积盘。在这类双星系统中出现周期性的 X 射线爆（I 型 X 射线爆）的事实，促使人们研究在中子星表面极高密度和极高温下，若有物质吸积，则简并的吸积物质层会发生氢与氦的爆炸式快速热核反应并导致产生 X 射线爆的机理^[7]。在极高温和极高密度条件下可以产生非常快速的热核反应过程，即所谓快速质子捕获过程（ γp -过程），不仅可以在中子星吸积物质时发生，而且也可以在其它如超大质量星或新星等情况下发生^[8]。这是和通常恒星内发生的“氢闪”，“氦闪”不同的一种反应过程。

2.3 光谱分析和核合成

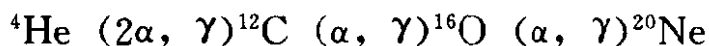
近年来人们通过对沃尔夫-拉叶星的光谱分析，发现除了有大量的氮以外，还分析出 C/He, N/He, C/N 等元素的丰度比。同时，又由中、小质量星演化到后期接近于巨星分支的所谓 AGB 星的光谱中，分析出比铁元素还重的一些所谓 s 过程元素。s 过程也称为慢速中子俘获过程，s 过程元素是指只有通过 s 过程才能形

成的一些重元素. 此外, 近年来的核物理实验又证明, 氦燃烧过程中的 $^{12}\text{C} (\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 核反应链的反应速率应该比过去给出的速率增大 3 倍左右.

以上这些观测发现和实验发现, 改进了人们对恒星热核反应理论的认识. 在通常的恒星结构与演化理论中, 人们一直认为氢燃烧过程中的质子-质子反应链或 CNO 循环反应链的最终结果是:

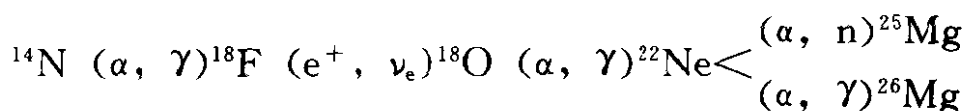
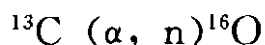


即四个质子聚合形成一个 α 粒子, 两个正电子和两个电子中微子. 其它元素在氢燃烧过程中是不变的, 也就是说在核反应链中它们消耗多少, 又再生多少. 因此, 在通常的恒星结构与演化计算中, 氢燃烧过程的产能率主要由质子-质子反应链中的 $^1\text{H} (p, e, \gamma)^2\text{H}$ 反应速率和 CNO 循环反应链中的 $^{14}\text{N} (p, \gamma)^{15}\text{O}$ 的反应速率, 以及一个反应四个质子聚合成 α 粒子的平均 Q 值 (即平均一个核反应释放的能量) 决定. 同时, 在氢燃烧阶段化学元素的变化, 只考虑 ^1H 的 ^4He 的变化. 但是, 在沃尔夫-拉叶型星光谱中分析出 C/He 和 N/He 的丰度比, 使人们认识到, 在氢燃烧过程中还应该考虑 ^3He , C, N, O 等元素丰度的变化, 应该考虑质子-质子反应链和 CNO 循环反应链中每一核反应链对产能率的贡献, 否则就不可能得到在沃尔夫-拉叶星中的 C/He, N/He 等元素丰度比, 因为根据质量非守恒大质量星演化计算可知, 沃尔夫-拉叶星是大质量恒星在氢燃烧阶段将其外壳以星风形式损失掉而暴露出来的星核. 因此, 在沃尔夫-拉叶星光谱中分析出 C 或 N 元素的存在, 必然是在氢燃烧过程中产生的. 此外, 在通常的恒星结构和演化理论中, 认为氦燃烧过程是由 ^4He 元素聚合生成 ^{12}C , ^{16}O 和 ^{20}Ne 等元素的过程, 其核反应链是:



在氦燃烧过程中, 核产能率主要由 $^4\text{He} (2\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$ 和 $^{12}\text{C} (\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 两个反应链的速率及其对立的 Q 值决定, 而忽略 $^{16}\text{O} (\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$

反应链的贡献. 同时, 在氦燃烧过程中只计算 ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ 等 3 种元素的变化. 根据 AGB 星的演化计算可知, AGB 星是中、小质量恒星演化到渐近巨星分支时的恒星, 它的中心核是氦燃烧已经结束而留下的碳、氧核. 由于对流的原因, 使中心氦燃烧过程产生的元素被搬运到表面. 因此, 在 AGB 星的表面观测到 s 过程元素的事实, 充分说明在氦燃烧过程中, 除了人们已经知道的由 ${}^4\text{He}$ 聚合成 ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ 和 ${}^{20}\text{Ne}$ 的反应链外, 一定还存在某些次反应链, 这些次反应链能够产生形成 s 过程所需的中子源. 根据氦燃烧过程的物理条件, 可以出现的次反应链有:



在上述次反应链中, ${}^{13}\text{C} (\alpha, n) {}^{16}\text{O}$ 和 ${}^{22}\text{Ne} (\alpha, n) {}^{25}\text{Mg}$ 是产生中子源的核反应.

因此, 在氦燃烧过程, 人们还应该考虑这些次反应链对核产能率的贡献. 同时, 在氦燃烧过程中除了应考虑 ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ 3 种元素的变化外, 还应考虑由于次反应链引起的 ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{25}\text{Mg}$, ${}^{26}\text{Mg}$ 等元素的变化.

氦燃烧过程的另一重要进展是实验发现 4α 反应, 即 ${}^{12}\text{C} (\alpha, \gamma) {}^{16}\text{O}$ 反应的反应速率比 1975 年 Fowler 等人给出的反应速率增大 3 倍左右.

恒星热核反应理论的这些进展, 不仅解释了沃尔夫-拉叶星和 AGB 星光谱中发现的元素, 而且对于恒星的结构和演化, 特别是对恒星后期的演化性质, 及宇宙元素丰度的研究将会产生重要的影响^(9,10).

2.4 周期光度变化

恒星中有周期的光度变化, 光谱变化或视向速度等量的变化的星称为变星. 近年来由观测发现的变星种类很多. 在赫罗图中 (图 7.2), 大多数变星分布在一条由右上延伸到左下的狭长带子

上，这条带子称为造父不稳定带。沿这条带从上到下依次分布着经典造父变星，室女座 W 变星，天琴座 RR 变星，盾牌座 δ 变星，矮造父变星和鲸鱼座 ZZ 变星。在赫罗图的左上方靠近主序的地方发现了仙王座 β 变星，它的右边是准周期性变化的超巨星。位于造父带右边的是长周期变星，它的周围是红色的半规则变星。在鲸鱼座 ZZ 变星的左上方发现了 DB 变星，而在温度更高的地方发现了 DO 变星，这 3 种变星都属于白矮星。太阳位于主序的下半部，刚刚演化离开零年龄主序，在太阳上面也观测到丰富的非径向振动。

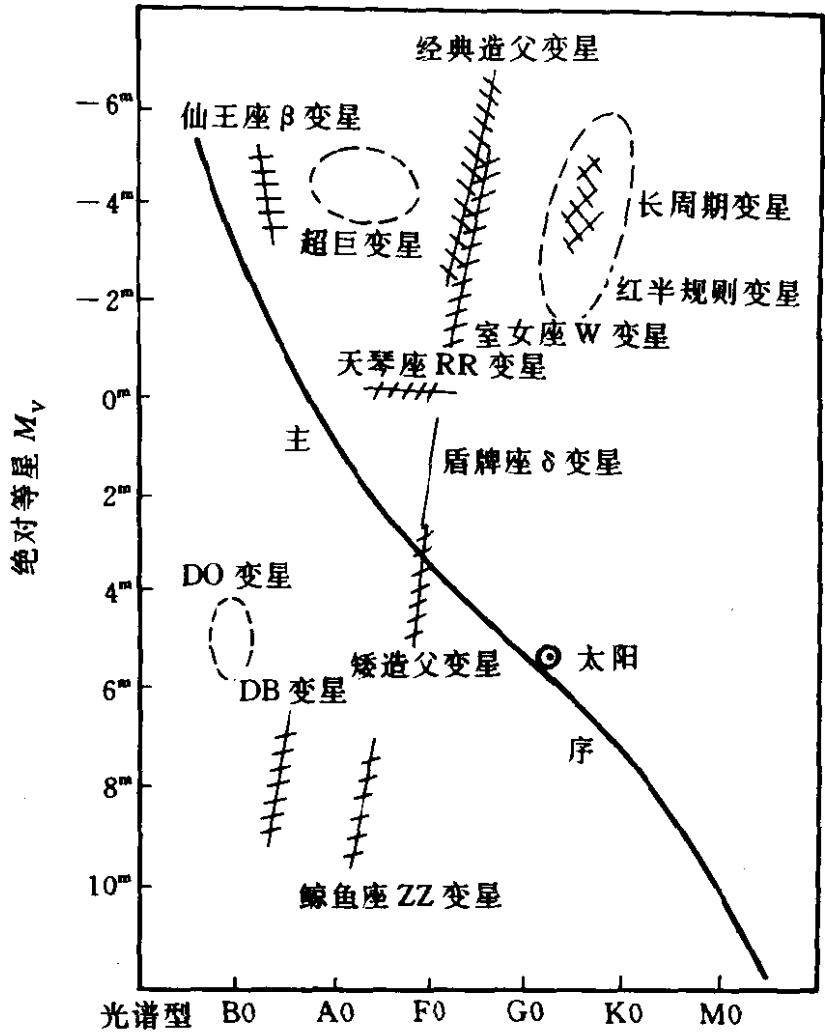


图 7.2 变星在 H-R 图中位置图

在以上观测发现的许多变星和它们脉动现象中，出现了许多

观测结果和恒星振动理论相矛盾的地方。例如观测发现许多 B 型及一些 O 型星存在光度和谱线轮廓的周期性变化，其中仙王座 β 变星可以确定是既有径向的又有非径向的振动，而 53Per 变星， ζ Oph 变星可以确定是有非径向的振动。但是，根据通常的恒星振动理论计算，这些星是不应该振动的，因为找不到它们发生振动的激发机制，这已是持续了数十年的不解之迷。又例如造父不稳定带，观测上发现它有明显的蓝边缘和红边缘，但是，利用通常的恒星振动理论只能解释造父不稳定带的蓝边缘，而不能解释它的红边缘的存在。因为在恒星振动理论中，电离层的下沉使得 κ 机制效应加强，这是解释蓝边缘存在的原因。但是这种效应在恒星逐渐变红时会持续增强，以致于无法在红端使变星返回到稳定状态。由于通常的恒星振动理论无法证明红边缘的存在，曾有不少人把对流处理成振动的一种粘滞耗散因素，把它包括到振动理论中可以得到红边缘。然而如果把对流处理成粘滞耗散作用包括在对流理论中又会导致其它矛盾的产生，例如位于造父不稳定带红边缘以外的长周期变星，观测上证明是脉动变星，用通常的恒星振动理论也可证明是氢的电离效应激发而振动的。但是如果把对流处理成粘滞耗散作用包括到振动理论中，由于这时恒星内部的对流运动极强，对流的粘滞耗散作用可以熄灭所有的振动，然而这与观测结果是不符合的。又例如距离地球最近的恒星——太阳，观测发现太阳上有丰富的非径向振动，其中最典型的是周期为 5min 的振动。根据太阳振动的观测数据，人们可以反推分析出太阳内部的结构，这正如地球上的物探工作者可以利用地震波资料分析推论出地壳的结构一样。然而人们根据太阳振动的观测数据，反演得到太阳外壳内的对流层深度远大于由恒星结构和演化理论计算得到的太阳外壳内对流层的深度。

除了上面讲述的仙王座 β 变星观测和理论之间的矛盾是多年未解之迷以外，还有一个多年未解之迷就是所谓太阳中微子亏损问题。我们知道，在恒星内部发生的热核反应过程中，也会附带

产生中微子。例如在太阳内部发生的质子-质子反应链中，其中 PP I 链中的 ${}^1\text{H}$ (p, e^+, ν) ${}^2\text{H}$ 核反应会产生低能的中微子，在 PP II 链中的 ${}^8\text{B}$ (e^+, ν_e) ${}^8\text{Be}$ 核反应会产生高能的中微子。中微子是一种电中性、没有质量，以光速运动的粒子，它的作用截面极小，因而可以不受任何物质偏转直接穿过太阳而飞出去，但是，也有少数的几种原子能够对飞过近旁的中微子产生少许的阻挡作用，例如氯的同位素 ${}^{37}\text{Cl}$ ，这种原子能够将碰撞它的高能中微子吸收，并从原子核中放出一个电子，余下的核则变为一个有放射性的氩原子，它可以借助计数器探测出来。根据这个原理，人们在地下 1 500m 深的地方，利用装有含 ${}^{37}\text{Cl}$ 原子的四氯乙烯液体的池子来探测太阳中微子的辐射量，并检验太阳中微子的辐射量是否与恒星结构和演化理论计算得到的太阳中微子辐射量相符合。但是测量的结果证明，实际测量到的太阳中微子辐射量比由恒星结构和演化理论计算得到的量小得多，仅仅是理论值的大约 1/4 到 1/3。太阳中微子辐射量的实测值和理论值的矛盾，称为太阳中微子亏损问题，曾经是人们对恒星结构和演化理论产生怀疑的一个原因。

由于存在仙王座 β 变星的激发机制问题和太阳中微子亏损问题这样一些长期未解之迷，人们开始想到可能是输入给恒星结构模型的物质函数之一——恒星物质对辐射的吸收系数，又称不透明度 κ 不够正确造成，因为这个量对恒星的结构和振动性质有非常明显的影响。对恒星物质不透明度的大小有重要影响的因素有两个：一是恒星物质的化学组成，特别是重元素的含量和分配比。由于在目前的观测条件下，人们很难十分精确地测定出恒星内部重元素的含量和分配比，于是人们怀疑在通常恒星结构和演化理论中所假设的恒星的化学组成，特别是重元素的含量和分配比不正确。最近有人将原来假设的恒星物质中重元素的含量减小一半，并改变了分配比，这必然会影响到不透明度 κ 。另一对物质不透明度有重要影响的因素是物态方程，在通常的恒星结构和演化理论中假设恒星内部物质满足理想气体状态方程，即把气体粒子

(包括电子, 离子和原子) 看作互相独立的粒子. 但是当温度和密度达到一定高度时, 粒子间的相互作用和影响就不能忽略, 粒子间相互作用和影响的结果, 一方面可以使原子的一些能级的占据概率为零, 相当于有一些能级被取消, 从而改变了原子的吸收系数. 另一方面电子自旋和轨道角动量的相互作用可以造成原子能级的分裂, 因而对原子吸收系数产生明显影响. 考虑重元素的含量和物态方程两方面的影响, 重新计算了物质不透明度 κ , 并且用新的不透明度表格研究了仙王座 β 变星的振动问题^[11-17], 的确发现仙王座 β 变星的振动是由铁的 M 壳电子的部分电离所引起的. 同时, 利用新的不透明度表格计算太阳模型时, 发现可以使中微子辐射大大减小, 并且外壳内的对流层深度也变深.

最近有人提出, 造成变星观测和理论不符合的诸多问题, 不仅有化学元素组成和物态方程的因素, 同时恒星振动理论本身也需要改进. 通常的恒星振动理论是以流体力学和热力学基本方程为基础建立起来的, 它假设恒星内的气体物质与辐射场无论在什么情况下都可以看作同一热力学系统, 且有相同的温度和热力学函数. 但是, 根据辐射流体力学的观点, 当恒星内气体物质运动时, 它和辐射场可以看作两个不同的热力学系统, 二者有不同的温度和热力学函数. 在一定条件下气体物质可以吸收辐射能并将其转变为振动能, 这就可以激发起恒星的振动. 于是有人提出以辐射流体力学为基础建立新的恒星振动理论, 并称为“双系统恒星振动理论”^[18,19]. 利用新的双系统恒星振动理论计算造父不稳定带, 不仅可以得到蓝边缘, 而且也可以得到十分明显并且和观测结果十分符合的红边缘.

3. 重要问题

以上列举了近 10 多年来一些重要恒星物理的观测发现, 以及由这些发现所引起的恒星结构和演化理论的进展情况. 但是应该看到, 当前在恒星结构和演化理论中还有许多重要的问题没有得

到解决,或者没有很好解决.它们将是今后一些重要的研究课题,例如:

3.1 星风和质量损失

关于恒星产生星风物质损失的机制问题,虽然对于温度较高的早型星,辐射压驱动机制得到较多的公认,但对于晚型冷星,红巨星的星风物质损失机理还不是很清楚.已经提出的机制很多,如振动传能,对流传能,阿尔文波传能等机制等.但一个统一的和观测结果相符合、为多数人接受的机制还没有.另外,当恒星演化到 AGB 阶段以后,会产生非常强大的,物质损失率可达 $10^{-3} \sim 10^{-5} M_{\odot}/a$ 的超星风,可以将 AGB 星的外壳在较短时间内损失掉.是什么原因使 AGB 星产生超星风?它与 AGB 星内部发生的氢和氦壳层的热脉动或是与 AGB 星外壳的振动是否有关?除此而外,用观测得到的星风物质损失率公式或是理论给出的公式,对大质量恒星进行质量非守恒演化计算,都不可能在观测到的赫罗图中的光度上边界以内的区域使恒星的全部外壳都丢失,而演变成为沃尔夫-拉叶星.只有假设当大质量恒星演化接近于光度上边界附近时,会因为出现不稳定性而产生超星风,将其全部外壳损失,才能变为沃尔夫-拉叶星.才能与观测结果相符合.是什么原因使大质量星在光度上边界附近产生超星风?又例如,Be 型星在通常情况下是没有气壳的,但是它会瞬间将大量物质喷射出去,形成一个气壳,成为气壳星,又是什么物理原因造成 Be 型星变为气壳星?

3.2 双星演化

质量非守恒的大质量双星的演化研究、相对于质量非守恒的大质量单星演化研究发展比较缓慢,现在需要深入地研究含有一颗致密天体的大质量 X 射线双星和沃尔夫-拉叶双星的演化和形成研究,它们都属于有很高辐射压和很强大星风物质损失的大质量双星演化形成的.另外,有公共包层的相接型密近双星的演化研究也是目前比较困难的问题,它涉及到许多复杂的物理过程,如

物质如何交流，能量如何交流以及在有公共包层的情况下，恒星内部的结构和演化有什么影响，是否会产生某种非稳定过程等等，已经相接的密近双星是否又会演化成分离的双星，这些都是不十分清楚的问题。

小质量双星，包含激变双星，小质量 X 射线双星和新星等，它们是如何演化形成的，至今仍是一个没有很好解决的问题。根据分析，这类双星系统在形成过程中，必定要经过一个相接的阶段，但上面已经指出，相接双星的演化目前还有待深入研究，尤其是它们如何在相接阶段将公共外壳去掉，而形成由一颗白矮星或中子星与一颗主序星组成的双星系统。再有，根据观测结果和理论分析可以知道，对于已经形成的小质量双星系统，其中有一颗质量较小的主序星是充满洛希瓣，并有物质流入围绕在质量较大的白矮星周围的吸积盘。对于这样的双星系统，必须有角动量损失和物质损失，才能维持质量小的主序星充满洛希瓣，并且产生物质交流。因此，是什么机理使这类小质量双星损失角动量和质量就成为是研究这类双星演化的关键问题。有人提出引力辐射作为周期短于 2h 的小质量双星系统的角动量损失机理^[20]，这已得到较多的人公认，然而对于周期长于 3h 的小质量双星系统的角动量和质量损失机制，还不是太清楚，有人提出磁滞作用（即小质量主序星有星风物质损失，并且星风损失的物质受恒星磁场的作用要带走更多的角动量）作为周期长于 3h 的小质量双星的角动量和质量损失机制^[21,22]，但是也有人怀疑这个磁滞作用造成的角动量损失太小，不足以维持小质量双星的演化。

3.3 脉动变星

在变星研究中至今仍有许多观测到有脉动现象的变星，但恒星振动理论计算找不到使这些星振动的激发机制，例如，虽然最近用新的物质不透明度数据进行计算，发现了仙王座 β 变星的振动可能是由铁的 M 壳电子的部分电离效应引起，但是还有许多 O 和 B 型星如 53Per 和 ζ Oph 变星存在光度和谱线轮廓的周期变

化,可以确定是非径向振动,然而这些星至今没有找到激发机制,也就是说,用恒星振动理论计算,证明它们是不会振动的.又例如太阳的 5min 振荡,至今对于振动的激发机制仍然不能确定.一种观点认为是 κ 机制造成的自激振动^[23],另一种观点则认为是太阳对流区内湍流发射的声波共振而吸收声能生长起来的受迫振动^[24,25].到底真正的激发机制应该是哪个.

3.4 对流理论

目前存在着好几个非局部对流理论,这些不同的非局地对流理论给出的超射区大小差别很大,然而超射区的大小对恒星的结构及演化性质影响很大.人们虽然可以根据少数特殊星如造父变星,或一些沃尔夫-拉叶星的观测结果来判别对流超射区的极限大小,但在多数情况下还无法判别.总之,各种不同的非局地对流理论还需进一步经过考验.

3.5 模型计算

对于恒星结构和演化模型计算,长期以来有两个阶段是极难进行的.一是恒星的形成过程,人们普遍认为,恒星是由星际云塌缩而形成的,当星际云的总质量大于一定极限时,就会产生引力非稳定性而发生塌缩,并且在塌缩过程中又会碎裂为许多云团,这些云团又会产生引力非稳定性而再次塌缩和碎裂,最后的小云团中心部分的塌缩可以形成原恒星,但是如果人们考虑了星际云物质真实存在的初始速度和磁场,则情况就完全不是这么简单了,尤其是根据现在的观测,在星际云塌缩为恒星的过程中可以观测到非球对称的塌缩,并且是通过吸积盘.因此,至今还不能考虑星际云物质的初始速度和磁场存在的恒星形成的模型计算.另一个阶段是恒星演化的后期,当中心核发生氧燃烧或硅燃烧时,在这些核燃烧过程中,由于出现了电子捕获,中微子产生等一些高能弱相互作用,以及由于缺乏许多重元素的核反应截面数据,至今很难进行比较严格的结构和演化模型计算.

3.6 冷星的表面活动

一些冷星的表面活动现象,如猎犬座 RS 型星,后发座 FK 型星,天龙座 BY 型星,金牛座 T 型星等等可以观测到表面有明显的色球活动,其中有些星表面的黑子覆盖面可以高达 20% 以上,冕区 X 射线流可以比太阳的高几千倍甚至上万倍. 这些活动现象的物理机制至今不是很清楚. 从太阳表面的活动现象来看,它们来源于表面对流层与磁场的相互作用,以及与自转的相互作用. 但是很具体的物理过程还不甚清楚,

以上例举了几方面的问题,当然它们仅仅是当前恒星结构与演化理论中比较热门课题的一部分,还有不少很重要的问题,这里就不一一赘述了.

参 考 文 献

- [1] Castor J I, Abbott D C, Klein R I. Radiation-driver Winds in of Stars. *Ap J*, 1975, 195 : 157
- [2] Abbott D C. Observation, Physics, Evolution, IAU Symp. 99 In : Loore C D, Willis A J, Reidel, et al ed. *Wolf Rayet Stars* 1982, p. 185 [s. 1.]
- [3] Chiosi C, Maeder A. The Theory of Radiation Drivrn Stellar Winds And The Wolf-Rayet Phenomenon. *Ann Rev Astrophys*, 1986, 24 : 329
- [4] Baker N. H. Stars And Active Galaxies. In : Hillebrant W, Meyerhofmeister E, Tohmas H C, et al ed. *Physical Processes in Comets*. Berlin
- [5] Huang R Q, Taam R E. The Non-conservative Evolution of Massive Binary Systems. *A Ap*, 1990, 236 : 107
- [6] Frank J, King A R, Raine D J. *Accretion Power in Astrophysics*. London : Cambridge University Press. 1985
- [7] Woosley S E, Taam R E. *Nature* 263 : 101 1976
- [8] Wallace R K, Woosley S E. Explosive Hydrogen Burning. *Ap J Suppl*, 1981, 45 : 389
- [9] Arnett W D, Thielemann F-K. Hydrostatic Nucleosynthesis I. *Ap J*, 1985, 295 : 589

- [10] Thielemann F K, Arnett W D. Hydrostatic Nucleosynthesis II. *Ap J*, 1985, 295 : 604
- [11] Cox A N, Morgan S M. *BAAS*. 22 : 327, 1990
- [12] Stellingwerf R F. *BAAS*. 22 : 1208, 1990
- [13] Iglesias C A, Rogers F J. Opacity Tables for Cepheid Variables. *Ap J*, 1991, 371 : L73
- [14] Iglesias C A, Rogers F J. Opacities for The Solar Radiation Interior. *Ap J*, 1991, 371 : 408
- [15] Hummer D G, Mihalas D. The Equation of State for Stellar Envelopes I. *Ap J*, 1988, 331 : 794
- [16] Mihalas D, Dappen W, Hummer D G. The Equation of State for Stellar Envelopes II. *Ap J*, 1988, 331 : 815
- [17] Dappen W, Mihalas D, Hummer D G. The Equation of State for Stellar Envelopes III. *Ap J*, 1988, 332 : 261
- [18] Lie Y. Bisystem Oscillation Theory of Stars I. *A Ap*, 1992, 257 : 133
- [19] Lie Y. Bisystem Oscillation Theory of Stars II. *A Ap*, 1992, 257 : 145
- [20] Paczynski B. Gravitational Waves and The Evolution of Close Binaries. *Acta Astronimica*, 1967, 17 : 287
- [21] Verbunt F, Zwaan C. Magnetic Braking in Low-mass X-ray Binaries. *A Ap*, 1981, 100 : L7
- [22] Hameury J M, King A R, Lasota J P, et al. Magnetic Braking and The Evolution of Cataclysmic Binaries. *MNRAS*, 1988, 231 : 535
- [23] Ando H, Osaki Y. *PASJ*. 1975, 27 : 581
- [24] Goldreich P, Keeley D A, Solar Seismology II. *Ap J*, 1977, 212 : 243
- [25] Goldreich P, Kumar P. The Interaction of Acoustic Radiation with Turbulence. *Ap J*, 1988, 326 : 462

八、射电脉冲星的观测与理论研究

乔国俊

(北京大学地球物理系)

本文综述了 80 年代以来射电脉冲星观测研究中的新进展。对射电脉冲双星、毫秒脉冲星和球状星团脉冲星做了重点介绍。本文试图说明哪些是最基本的观测事实,哪些是基于观测的推论。作为观测对理论研究提出的挑战,我们侧重介绍了中心辐射束(core 辐射成分)的观测特性。

当前 RS 模型仍然是最能与观测结合的理论模型。它受到广泛引用,被称之为“观测者之友”。然而这个模型无论在理论上,还是在观测上都遇到了无法克服的困难。这一困难是致命的,极待建立新的、能更广泛地与观测联系的理论。矛盾的尖锐性,大量观测事实的积累,理论研究上的新进展,预示着哇哇落地的婴儿的可能降临。我们期待着这一突破的来临。本文在陈述这些困难的基础上,努力对最新的理论做简要的介绍。

1. 引言

自 1967 年秋射电脉冲星发现以来,已经经历了近 30 年的历史。其间由于观测技术的改进,不断有新的发现问世。80 年代以来,相继发现了毫秒脉冲星、为数众多的球状星团脉冲星,射电脉冲食双星,具有 Be 型大质量伴星的脉冲双星等等。但理论上的进展却相当迟缓。美国天体物理学报主编 AbtHA 对历年来在各种主要刊物上发表的文章所作的统计表明,在脉冲星研究领域内,80 年代发表文章的数量比 70 年代有所下降。就其原因,除在重大发现之后所激起的爆炸性热潮已经过去以及脉冲星的观测要求

大型设备和良好的接收技术等因素的制约之外，不能不说理论研究、特别是结合观测的理论相对落后也是一个重要的制约因素。缺乏新的理论、新的概念去指导观测。著名的印度天体物理学家 Radhkrishnan V 于 1992 年写道：在脉冲星发现 20 多年后的今天，脉冲星研究领域内的危机仍然是理论不能给出任何有用的东西。

Ruderman 和 Sutherland 在 1975 年提出的脉冲星辐射模型（被称之为 RS 模型），在众多的理论中脱颖而出，是一个比较与观测联系的模型，因而广为流传。在相当长的时间内保持年引文数量 30~40 篇。然而 80 年代对观测的仔细分析表明（Rankin 1983，即 R83；Lyne & Manchester 1988，即 LM88）这个模型与观测之间存在着尖锐的矛盾，它无法得到更重要、更本质的辐射——中心辐射束（core 辐射成分）。另外，就 RS 模型本身，它的两个主要理论支柱都遇到了无法克服的困难（见后）。RS 模型的提出者之一 Sutherland 在 1979 年曾写道：脉冲星辐射理论是这样一个不稳定的高层建筑，观测或理论上的轻微晃动就足以使它倒塌。鉴于观测与理论的积累，90 年代可望产生新的、能与众多观测相联系的理论模型。本文试图指出最基本的观测事实及由这些观测得出的推论。在回顾 80 年代以来所取得的新进展的同时，展望 90 年代的发展。限于作者的水平和知识，内容的取舍难免偏颇。

本文力图介绍我国天体物理学工作者在脉冲星研究中的贡献。但仅限于目前收集到的资料，难免挂一漏万。

2. 80 年代以来观测上的重要进展

Taylor J H 等（1993，TML93）的最新脉冲星表列出 558 颗脉冲星。这个数目约为 80 年代初已知脉冲星数的 2 倍。这些脉冲星包括的品种如图 8.1 所示。新进展表现在以下几方面：

（1）周期在 10ms 以下的毫秒脉冲星的发现（全部为 80 年代

以来所发现，现总数为 29 个)；

(2) 大批球状星团脉冲星的发现(全部为 80 年代以来所发现，现总数为 32 个)；

(3) 大批射电脉冲双星的发现(70 年代已知数为 2 个，现总数达 29 个)；

(4) 射电脉冲食双星的发现(全部为 80 年代以来所发现，现总数为 4 个)；

(5) 具有大质量伴星的脉冲双星的发现(90 年代初发现，最早的一颗为 PSR1259-63)；

(6) 具有行星质量伴星的脉冲星的发现(90 年代初发现，仅有一个 PSR1257+12，有两个伴星，质量为行星级)；

(7) 射电脉冲双星对引力波辐射的检测使 Taylor 和 Hulse 获得 1993 年诺贝尔物理学奖；

(8) 发现了更多的具有 X 射线、 γ 射线辐射的脉冲星(总数为 7 个)；

(9) 发现了更多的与超新星遗迹(SNR)相联系的脉冲星(总数达到 13 个)

(10) 发现了只有 X 射线和 γ 射线辐射的脉冲星——“Geminga”。它没有射电辐射，但均匀转动减速。与射电脉冲星一样，辐射能量被认为是由转动能提供的。

(11) 发现了更多的具有中间脉冲的脉冲星，约 70% 是 80 年代以来发现的。中间脉冲的相位在 130° 到 250° 之间，中间脉冲强度是主脉冲的 1% 到 75%。

(12) 脉冲星中心辐射束(core 辐射成分)的确认。脉冲星发现以来，极冠区辐射理论受到广泛重视，并普遍采用曲率辐射机制说明射电辐射。按照这种理论，脉冲星辐射束是空心的，即空心辐射锥。观测表明，脉冲星存在中心辐射束，而且它是更本质、更重要的辐射成分。这对现有理论提出的挑战是尖锐的。

(13) 转动加速射电脉冲星的可能存在。80 年代以来发现有 5

颗射电脉冲星是转动加速的．其中 4 颗在球状星团内．4 颗中 1 颗为食双星，这意味着存在吸积．

具有代表性的重要脉冲星的发现已列于表 1 中．从中可以看出，和 70 年代相比，80 年代以来的发现是相当突出的．这些发现与某些重要概念的指导及观测技术的改进密切相关．例如，在“recycling”（再加速）概念指导下，在 X 射线双星中发现了准周期振荡（QPO）现象及大批的球状星团脉冲星．在较高频率（约 1 500MHz 而不是通常用的 400MHz）上用多通道消色散技术巡天，在银道面内发现了大批以前未观测到的脉冲星．

下面我们对这些发现中的几点做一些较为详细的说明．

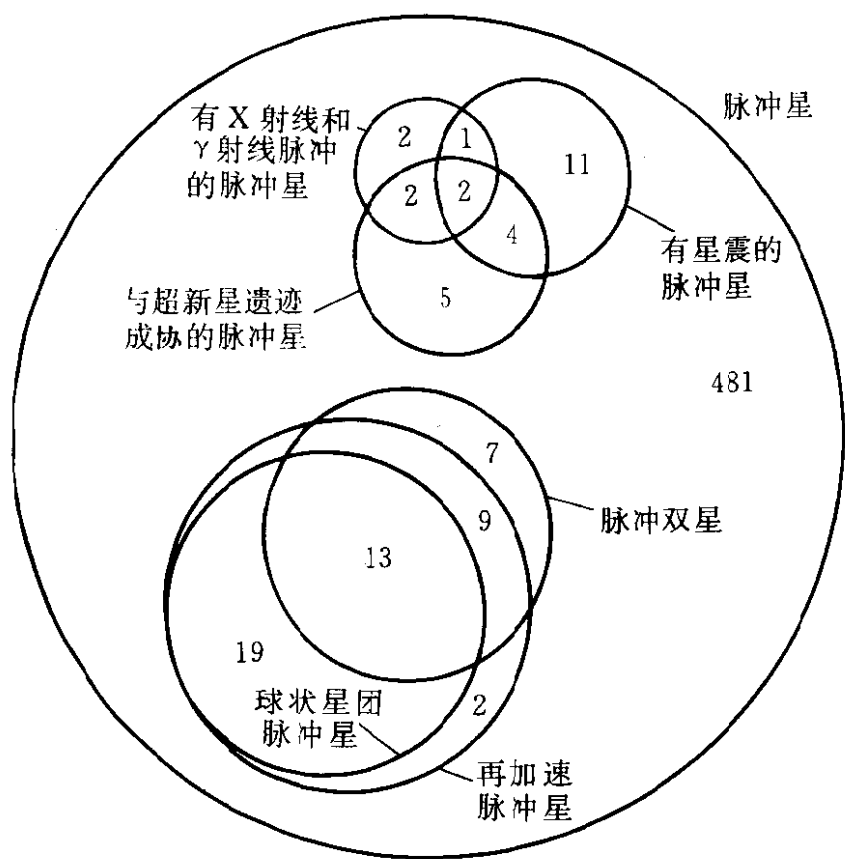


图 8.1 已知各种射电脉冲星之间的关系 (Venn 氏图，表示集合与命题之间的逻辑关系)．图中圆圈的位置近似由 P 和 \dot{P} 确定． P 为脉冲周期， \dot{P} 是脉冲周期对时间的导数． P 向右增加， \dot{P} 向上增大 (TML93) ．

表 1. 具有代表性的重要脉冲星的发现

发表日期	发 现	作 者
1968	射电脉冲星	Hewish, Bell, Pilkington Scott & Collins
1968	蟹状星云脉冲星	Staelin & Reifenstein
1969	蟹状星云脉冲星的光脉冲	Cocke, Disney & Taylor
1975	脉冲双星	Hulse & Taylor
1982	毫秒脉冲星	Backer, Kulkarni, Heiles, Davis & Goss
1987	球状星团 M28 中的脉冲星	Lyne, Brinklow, Middleditch, Kulkarni, Backer, & Clifton
1988	脉冲食双星	Fruchter, Stinebring & Taylor
1992	以 Be 型星为伴星的脉冲食双星	Johnston, Manchester, Lyne, Bailes, Kaspi, Qiao & D' Amico
1992	具有行星级质量伴星的脉冲星	Wolszczan & Fail
1992	没有射电辐射的 X 射线、 γ 射线 脉冲星（但转动减速）	Halpern, & Holt

2.1 具有伴星或行星的脉冲星系统

已发现的一部分具有伴星或行星的脉冲星列于表 2. 根据伴星质量可以将这些脉冲星分为四类：(1) 环绕行星量级天体的脉冲星；(2) 具有小质量伴星的脉冲星；(3) 具有较大质量伴星的脉冲星；(4) 具有大质量早型星伴星的脉冲星. 分述如下

(1) 伴有行星的脉冲星

PSR1257 + 12 是用 Arecibo 当时的 305m 望远镜发现的 6.2ms 的脉冲星. 这是一颗老年脉冲星 ($\sim 10^9$ 年). 这颗脉冲星至少有两颗行星质量级的天体相伴随 (Wolszczan *et al.* 1992). 它们以近于圆的轨道绕该脉冲星运转, 轨道半径分别是 0.36AU 和 0.47AU, 相应的轨道周期分别是 66.6d 和 98.2d, 质量分别是 $3.4M_{\oplus}/\sin i$ 和 $2.8M_{\oplus}/\sin i$, 这里 M_{\oplus} 是地球质量, i 是轨道倾角.

表 2 部分脉冲双星及其分类

类型 (Class)	脉冲星名 (PSR)	$P(\text{ms})$	\dot{P} (10^{-15} $\text{s} \cdot \text{s}^{-1}$)	P_{orb} (d)	$a \sin i$ 光秒	e	$f(M)$ (M_{\odot})	M_{comp} (近似值)	$\lg \tau$ (a)	$\lg B$ (10^{-4}T)	备 注
1953 : 29 类	1257+12	6.21	$1.21\text{E}-4$	66.56 98.23	0.0013 0.0014	0.022 0.020		$3.4M_{\oplus}/\sin i$ $2.8M_{\oplus}/\sin i$	8.91	8.94	有两个行星级质 量的伴星
	1957+20	1.61	$1.68\text{E}-5$	0.38	0.089	0.00000	$0.5\text{E}-5$	0.02	9.18	8.22	食双星
	1855+09	5.36	$1.78\text{E}-5$	12.33	9.23	0.000022	$5.2\text{E}-3$	$0.2 \sim 0.4$	9.68	8.50	伴星为白矮星
	1953+29	6.13	$2.95\text{E}-5$	117.35	31.41	0.00033	$2.4\text{E}-3$	$0.2 \sim 0.4$	9.52	8.63	
	1620-26	11.08	$8.16\text{E}-4$	191.44	64.81	0.025		$0.2 \sim 0.4$	8.33	9.48	在球状星团 M4 中
1913 : 16 类	1802-07	23.10	$4.7\text{E}-4$	2.617	3.92	0.212	0.0097	>0.25	8.89	9.53	在球状星团 NGC6539 中
	1800-27	334.41	$1.7\text{E}-2$	406.78	58.94	0.00051			8.49	10.89	
	1831-00	520.95	$1.43\text{E}-2$	1.81	0.72	0.000	$1.2\text{E}-4$	$0.06 \sim 0.13$	8.76	10.94	
	0820+02	846.87	$1.04\text{E}-1$	1232.47	162.15	0.0118	0.0030	$0.2 \sim 0.4$	8.12	11.48	伴星为白矮星
	2127+11C	30.53	$4.99\text{E}-3$	0.33	2.52	0.68	0.15	>0.94	7.99	10.10	在球状星团 M15 中
	1913+16	59.03	$8.63\text{E}-3$	0.32	2.34	0.62	0.13	1.4	8.04	10.36	
	0655+64	195.67	$1.90\text{E}+1$	1.03	4.13	0.0000075	0.071	$0.7 \sim 1.3$	9.65	10.07	伴星为白矮星
	1820-11	279.83	1.38	357.76	200.67	0.7946	0.068	<1.4	6.51	11.80	
	2303+46	1066.37	0.569	12.34	32.69	0.6584	0.246	$1.2 \sim 2.5$	7.47	11.90	
	1259-63	47.76	2.280	1236.81	1296.00	0.8698		$>10M_{\odot}$	5.52	11.52	伴星为 Be 型星 的脉冲食双星

注: M_{comp} 栏中未注明单位的数值均以太阳质量 M_{\odot} 为单位

有 50% 的概率 $i \geq 60^\circ$, 相应的质量分别是 $3.9M_\odot$ 和 $3.2M_\odot$). 早期就曾预言过中子星有环绕行星质量天体的可能性 (Demianski *et al.* 1979). 这一发现将加深我们对行星系统的形成与演化的理解, 也有助于寻找 “另外的太阳系”.

(2) 具有小质量伴星的脉冲双星 (PSR1953+29 类型)

总的说这类脉冲双星轨道较大, 偏心率较小, 中子星表面磁场较弱, 脉冲星特征年龄较大. 伴星质量在 $0.2 \sim 0.4M_\odot$ 之间, 很可能是 He 白矮星.

(3) 具有较大质量伴星 ($1M_\odot$ 左右) 的脉冲双星 (PSR1913+16 类型)

这类脉冲双星轨道半径较小而偏心率较大. 脉冲周期较长, 特征年龄较小, 中子星表面磁场较大. 伴星质量在 $1M_\odot - 2.5M_\odot$ 之间. 这类脉冲星的伴星很可能也是一颗中子星 (如 PSR1913+16, 脉冲星和它的伴星的质量分别为 $1.4411M_\odot$ 和 $1.3873M_\odot$, 精度为 0.05%). PSR1820-11 和 PSR2303+46 也可能是双中子星系统. 发射脉冲的可能是后诞生的中子星.

这类脉冲双星为强引力场试验和引力波辐射提供了理想的实验场所. 由于引力波辐射双星的轨道周期逐渐变短, 17 年的观测表明 PSR1913+16 轨道周期变率的观测值与广义相对论预言值之比的误差在 0.5% 以内 (1.0023 ± 0.0047). 新发现的脉冲双星 PSR1534+12 的轨道倾角接近 90° , 适合于强引力场中时间延迟的测定, 实测值与广义相对论预言值分别是 $6.2 \pm 1.3\mu\text{s}$ 和 $6.58\mu\text{s}$, 广义相对论与最新观测结果符合的很好 (Taylor *et al.* 1992). 物理学界高度评价了这一实验, 认为这是 20 世纪最重大的物理实验之一. PSR1913+16 的发现者 Taylor 和 Hulse 因此荣获 1993 年诺贝尔物理学奖.

(4) 具有大质量伴星的脉冲双星 (PSR1259-63 类型)

PSR1259-63 是第一颗以 Be 型星为伴星的脉冲双星, 伴星质量大 ($>12M_\odot$). 这种系统轨道偏心率很大 (Johnston *et al.*

1992), 由于 Be 型星的掩食作用, 仅当中子星远离 Be 型星时才能表现为射电脉冲星. 它有可能是未吸积加速的处于吸积型 X 射线之前系统, 很可能是 PSR1913+16 那样双中子星系统的前身星. 图 8.3 给出射电脉冲星在 P-P 图上的位置, 可以看出

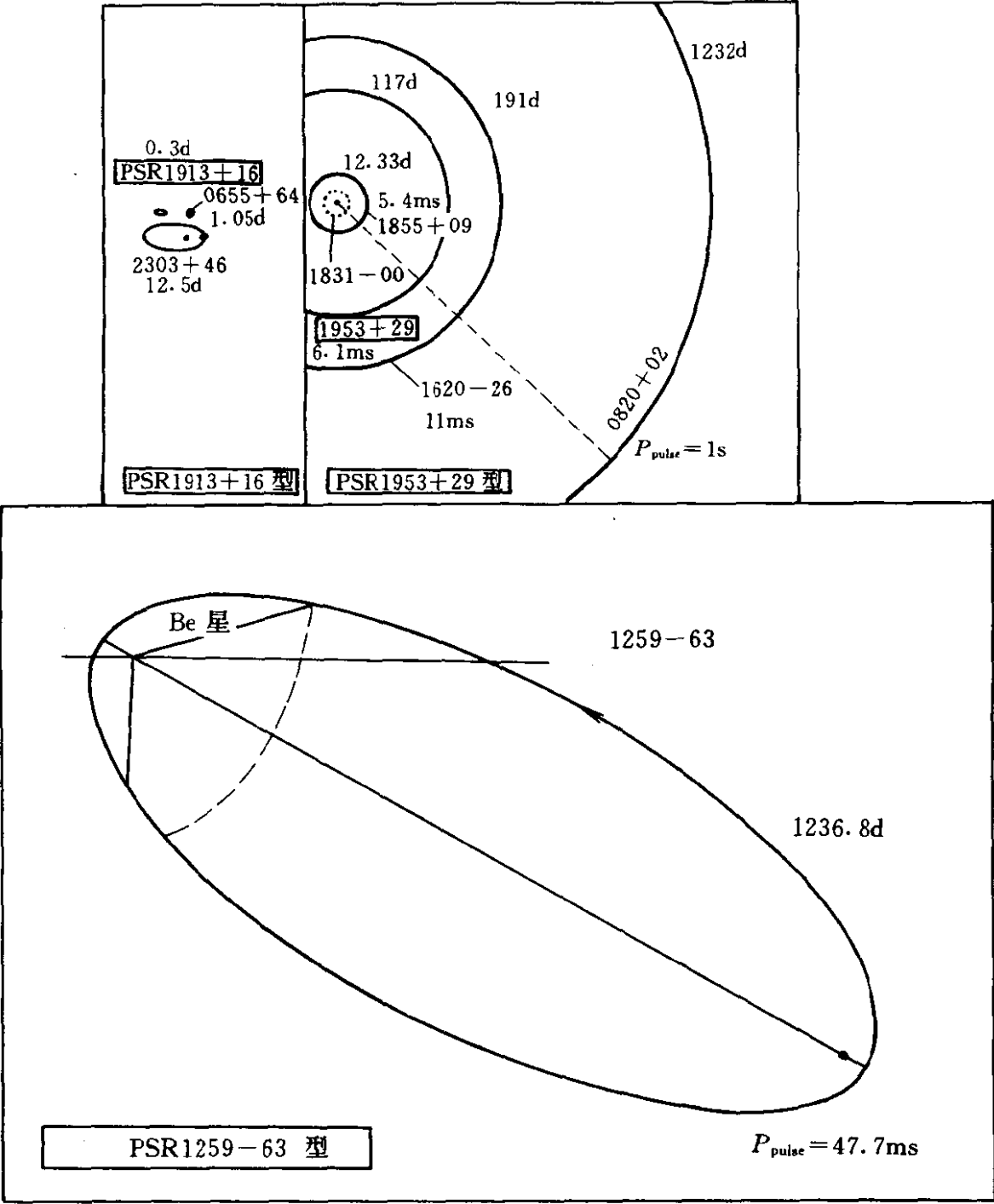


图 8.2 几类脉冲双星轨道示意图

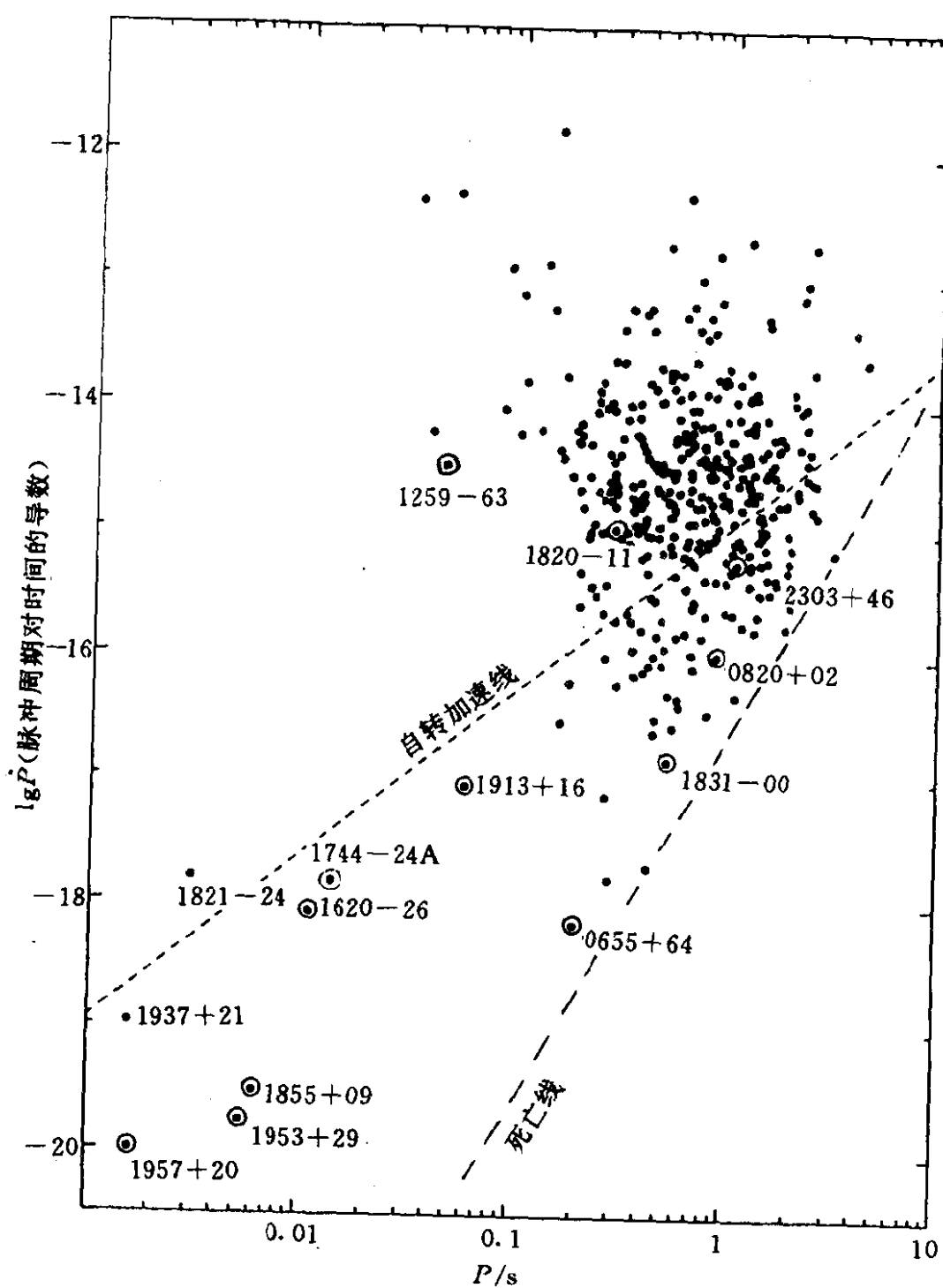


图 8.3 射电脉冲双星在 P - P' 图上的位置, “ \odot ” 表示脉冲双星 (参考 LS90) .

(A) 全部射电脉冲星, 都在“死亡线”的左边, 与理论估计一致;

(B) 绝大多数射电脉冲双星都在“死亡线”与“加速线”之间. PSR1829-11 略高于加速线, 观测到的脉冲星可能是双星系统

中后诞生的脉冲星。PSR1821-24 是球星团脉冲星。唯有 PSR1259-63 与众不同，它不象是经过积吸的双星。

(5) 脉冲食双星

1988 年以来发现了四颗脉冲食双星，它们可分成两类，一类是 PSR1259-63 类型，伴星质量大，为 Be 型早型星；另一类是 PSR1957+20 类型，轨道半径和轨道偏心率都很小，伴星的质量也很小。在很强的脉冲星辐射的作用下，伴星可能被蒸发掉。

2.2 毫秒脉冲星和球状星团脉冲星

(1) “再加速”概念的诞生和发展

射电脉冲星的观测和理论都表明，中子星诞生后具有很强的磁场和很快的自转周期，位于 P - P 图中磁场强、年龄小的左上角。第一个射电脉冲双星 PSR1913+16 的发现则提出了一个问题：这是一个高速自转的脉冲星，但年龄并不小，磁场又很弱，位于 P - P 图中年龄大、磁场弱的左下角（见图 8.3）。它与蟹状星云脉冲星的 P 值相距 4 个量级以上，中间又没有其它脉冲星，不像有直接的联系。问题是显然的：两者的差别是由什么引起的？为说明这种不同 Bisnovatyi-Kogan *et al.* 在 1974 年指出的，PSR1913+16 是一个老年脉冲星，所以它的磁场较弱。它的周期小是因为在双星中吸积物质（如 X 射线脉冲星中观测到的那样）“再加速”的结果。“再加速”是一个历史性的概念，80 年代中叶以来在指导观测上有突破性进展。低质量 X 射线双星中准周期振荡现象 (QPO)，球状星团中毫秒脉冲星和脉冲双星都是在“再加速”概念的指导下发现的，球状星团（约有 $10^5 \sim 10^6$ 颗星）由一些老年的（ $\geq 10^{10}$ 年）低质量（ $M \leq 0.8M_{\odot}$ ）恒星组成。质量较大的恒星已演化成白矮星和中子星（少数可能是黑洞）。在已知的约 50 个最亮的低质量 X 射线双星中约有 10 个在球状星团中，占 20%，而球状星团的恒星总数与银盘上的恒星数目之比约 0.1%，可见球状星团中发现 X 射线双星的概率很大。可能是球状星团中星的高度密集增加了因碰撞捕获而形成双星的机会，同时也增加了中

子星形成的机会。考虑到中子星在双星中吸积加速的作用，可以指望在球状星团中应该能观测到更多的毫秒脉冲星和脉冲双星。

(2) 观测结果

几个科研组用一些大型射电望远镜先后都投入了寻找毫秒脉冲星的工作。其中一个重要的巡天对象是球状星团。几年来的观测结果十分令人鼓舞。在球状星团中已发现了 32 颗脉冲星，其中约 75% 是毫秒脉冲星，约 41% 是脉冲双星。毫秒脉冲星和脉冲双星在球状星团中所占的比例远远高于其它部位的脉冲星，与理论预期的结果十分一致。

(3) 毫秒脉冲星的起源

毫秒脉冲星的起源有以下几种观点 [参见李启斌 (1983, 1984)]:

1) 毫秒脉冲星是有双星吸积历史的中子星。这就是上面提到的吸积再加速模型。这种模型的困难是，普遍认为 PSR1937+21 有吸积的历史，但没有观测到伴星。如果伴星是低质量的，则应看到它的伴星；如伴星是大质量的，不可能存在足够长的时间，使脉冲星加速到毫秒量级。另外，它的自转能分别比 PSR1913+16 和 PSR0655+64 高出 3 个和 4 个量级，说明它们没有共同的历史。李启斌在 1985 年的研究也否定了伴星爆发后在脉冲星周围留下来的吸积盘继续吸积使之加速的可能性。射电脉冲食双星发现后，Phinney *et al* 等于 1988 年很快就提出了克服 PSR1937+21 形成中困难的方案：小质量伴星在脉冲星星风的作用下被蒸发掉了。在脉冲星星风的冲击下，加热并激发伴星产生熔蚀风，伴星在这种熔蚀下，经过约 10^8 年就会全部被蒸发掉，留下一颗脉冲单星，这正与 PSR1937+21 的特征年龄一致。

2) 带盘的中子星。为处理共转磁层排出的正负电子的平衡问题，Michel & Dessler 于 1981 年提出一个带盘的中子星模型，认为所有的脉冲星都有盘。根据这个模型，上面提到的 PSR1937+21 并不特殊，只是磁场比大多数脉冲星弱 100 倍。但这个模型不

能给出其它观测特性，甚至辐射的脉冲特性。

3) 双中子星合并. Henricks *et al.* (1983) 认为 PSR1937+21 由两颗中子星合并而成. 由于引力辐射, 角动量逐渐减少, 两星渐渐靠近, 大约在 10^8 a 内不可避免地靠在一起, 成为一颗中子星. 合并时轨道周期约为 1s, 部分角动量转化为引力波辐射出去, 另一部分转化为自转角动量, 达到现在的 1.5ms 的量级. 合并前经历了 $10^7 \sim 10^8$ a, 磁场减少到现在的值, 约 10^4 T.

4) 辐射年龄小的脉冲星. 李启斌于 1983 年提出, PSR1937+21、PSR0531+21 和 PSR0833-45 同属辐射年龄小的脉冲星. 他指出一些事实支持这种模型. 例如 PSR1937+21 的自转能损率和射电光度的比值为 10^6 , 与蟹状星云脉冲星和船帆状脉冲星的比值 10^7 相近, 而截止线附近的脉冲星的这个比值约为 10.

5) 白矮星坍缩为中子星. van der Heuvel *et al.* 于 1984 年指出, 因吸积超过质量上限的白矮星可以坍缩而成中子星, 这可以解释脉冲双星 PSR1930-00 和 PSR0820+02 具有较长的脉冲周期和较强的磁场. 这个观点现在受到普遍重视.

2.3 中心辐射束 (core 辐射成分) 的确认

脉冲星发现近 30 年来, 今天我们能够回答的是: 什么原因使脉冲星发射脉冲信号——是中子星的自转. 然而真正的问题依然是 什么机制产生脉冲星的辐射 (Taylor & Stinebring 1986). 对这个问题的回答自然要从理论和观测两方面进行努力. 从根本意义上说, 对观测的详细研究更为重要, 由此提出的观测证据会鉴别理论模型, 启迪新概念并推动理论的发展.

1983 年以来 Rankin 对脉冲星的观测资料进行了系统的研究 (见 Rankin, 1993). 在她的一组系列性文章 (共 6 篇) 中, 对频谱、偏振、辐射部位、漂移子脉冲、辐射模式变化等进行了仔细的分析, 得出了一个重要结论: 射电脉冲星除存在空心辐射束 (conal emission) 以外, 还存在中心辐射束 (core emission). 中心辐射束是一种更重要更本质的辐射. 然而, 多年来我们缺乏对它

的研究. 先前的工作——无论是观测还是理论——都集中在对空心辐射束的研究上. Rankin 的工作为 Lyne 和 Manchester 所证实: core 辐射的存在已获得国际同行的一致公认. 现有的分歧是, Rankin 认为 core 辐射与 conal 辐射的辐射机制不同, Lyne 和 Manchester 认为两种辐射成分是逐渐变化的, 辐射机制相同.

(1) 关于辐射束的主要观测事实

1) 辐射部位 中心辐射束靠近磁轴的中心部位, 产生在靠近中子星的表面部分. 空心辐射束环绕中心辐射束, 有内环和外环之分, 在 1GHz 上, 内环产生的高度约 120km, 外环产生的高度约 210km, 辐射束的形状如图 8.4 所示.

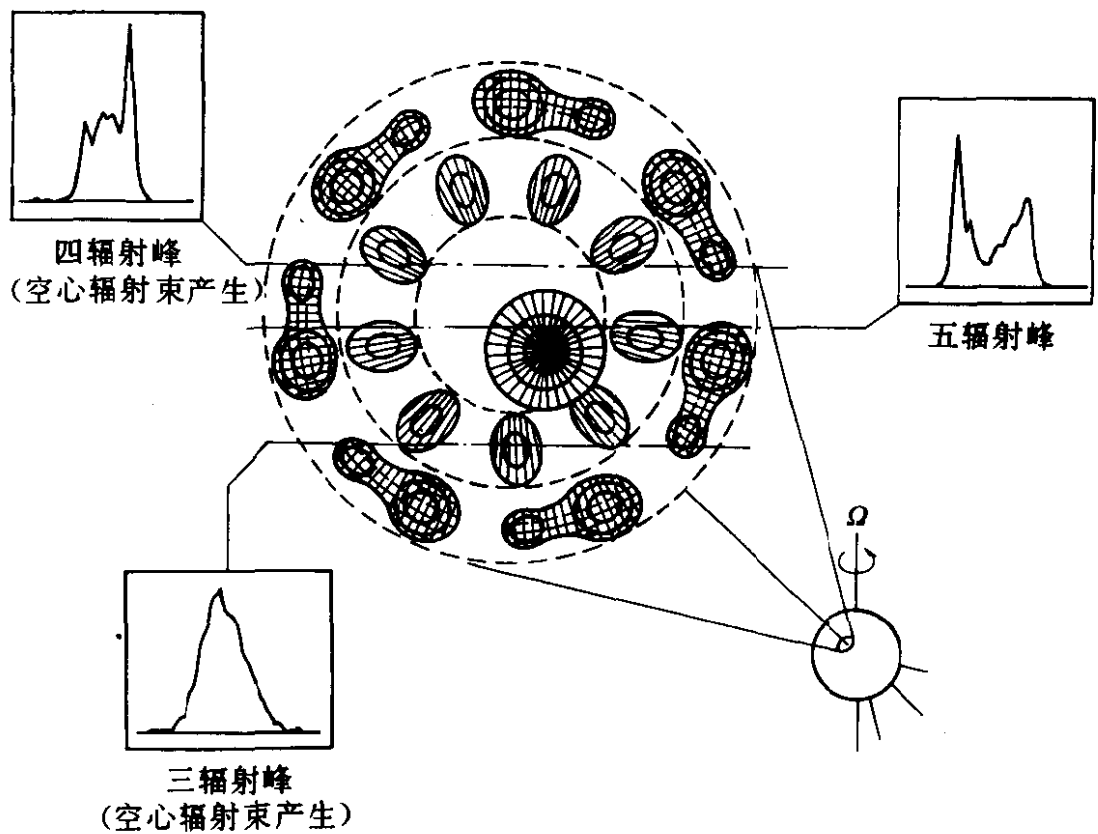


图 8.4 射电脉冲星辐射束形状示意图 (R83, R93 由观测得出).

2) 频谱 两种辐射束的强度随频率变化很大, 空心辐射束的谱较平, 中心辐射束谱较陡.

3) 偏振 中心辐射束有圆偏振成分. 空心辐射束线偏振位置

角随观测经度的变化呈“S”型，并且由于垂直偏振模式的存在，脉冲剖面的边缘有消偏振现象。

4) 子脉冲 空心辐射束有漂移子脉冲，但没有观测证据表明中心辐射束存在周期性的漂移子脉冲。

5) 年龄 观测到具有中心辐射束的脉冲星其特征年龄都比较小，而大多数具有空心辐射束的脉冲星年龄都比较大。

6) 脉冲宽度 中心辐射束、空心辐射束的内环、外环的脉冲宽度与脉冲周期有关（见 5.4 节）。

(2) core 辐射成分的确定

core 辐射成分在确定上存在一定困难。具有五峰脉冲剖面的脉冲星（M 型）的研究，在确定 core 辐射成分特性上起着重要作用。但迄今只有 12 个脉冲星确认为 M 型，其中仅仅两颗（PSR1937+25 和 PSR1857-26）有较明显的五峰，并且五个成分相互重叠。为了定量地分析各个成分，Wu *et al.* 于 1992 年提出平均脉冲高斯拟合分离方法（GFSAF）。其物理思想是：累积脉冲是由一些遵从高斯分布的独立成分叠加的结果。对 PSR1451-68 的六个频率上的累积脉冲的分离结果表明，这颗被认为是三峰的脉冲星，实际上是五峰，他们给出中心束、内锥、外锥的频谱特性为：中心束成分最强，谱最陡，内锥成分最弱，谱也最平。值得指出的是内锥随频率的增加其宽度也增加，与 ICS 模型（见 6.8 节）得到的结果完全一致。R93 对上述分析方法很重视，van Ommen 于 1992 年在其博士论文中多次引用并充分肯定了这一结果。

(3) 值得进一步研究的问题

辐射束决不能用空心束来表征（如 RS 模型）。任何一个可以被接受的模型都必须反映出中心辐射束、内锥、外锥及其各种特性。Rankin 给出的结果中有些尚需进一步研究（例如辐射部位的具体高度、辐射束宽度与脉冲周期之间的具体关系等）。

3. 射电脉冲星最基本的观测事实及其注评

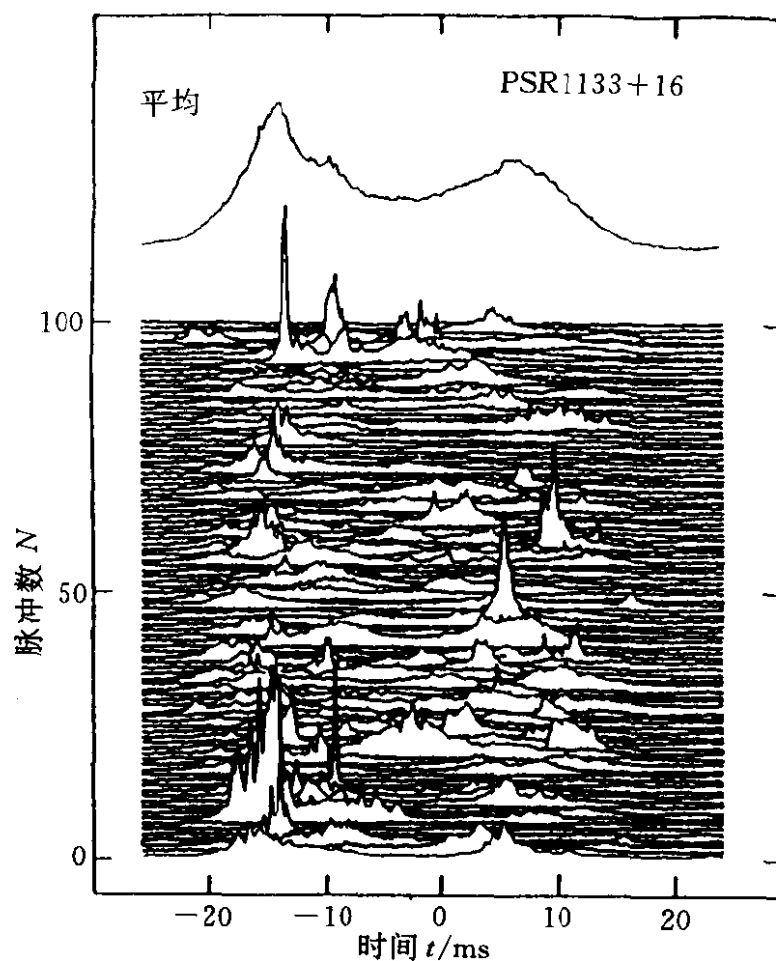


图 8.5 个别脉冲与累积脉冲（由 Arecibo 305m 天线测得，引自 Cordes, 1992）

图 8.5 表示的是观测到的一个典型的脉冲。图中下面部分表示每个脉冲周期中观测到的脉冲形状，称为**个别脉冲**。个别脉冲由一个到几个称为**子脉冲**的脉冲叠加而成。用更高时间分辨率的仪器可以观测到子脉冲由时标更短的**微脉冲**组成。图中上部的脉冲轮廓由 500 个周期的脉冲叠加而成，称为**累积脉冲**。下面分别给出各种名称的脉冲的观测特性。

3.1 累积脉冲 (Integrated pulse)

不同脉冲星累积脉冲的形状不同，但对给定的脉冲星而言，累积脉冲的形状是长期稳定的。它们的特性是

(1) 脉冲宽度 脉冲的持续时间和脉冲周期之比在 2% 到 10% 之间, 典型值为 3%, 即相当于约 10° 的辐射“窗口”. 脉冲宽度与脉冲周期强相关.

(注意: 已知的脉冲周期跨越 3 个数量级, 但不同周期脉冲星的辐射“窗口”的宽度则相当接近, 与周期无关. 这意味着辐射“窗口”相应于自旋中子星的一个确定的张角.)

(2) 稳定性与模式变化 不仅个别脉冲的强度是高度变化的, 累积脉冲的强度可以在天的时标上看到变化, 在月的时标上累积脉冲的强度变化甚至可达 11 个量级. 然而累积脉冲的形状是很稳定的, 在若干年内看不到变化. 少数脉冲星具有两个稳定的累积脉冲形状, 通常观测到的形状称为正常模式, 另外一个模式称反常模式. 两种模式之间好像有一个“开关”, 在不到一个周期的时标内完成由一个模式到另一个模式的变化, 在各个频率上同时改变. 反常模式停留的时标约 5 000 个脉冲周期.

(注意: 模式的变化可能与脉冲“停跳”(Null State)有联系. 在子脉冲中也能看到这种变化. 模式变化时, 偏振参量变化不大, 这表明磁场位形变化不大. 模式的变化可能意味着具有不同频谱的几个辐射区分布的变化 (LS90).)

(3) 偏振 (A) 有的脉冲星的线偏振度可高达 100%, 一般在 0~100% 之间. (B) 线偏振成分的偏振位置角随脉冲经度 (相位) 而变化, 有的脉冲星偏振位置角 (PA) 的扫描曲线 (PA~经度曲线) 呈“S”型. (C) 不少脉冲星其偏振位置角扫描曲线不连续, 有的脉冲星在同一观测位置上 (同一经度上) 可看到偏振位置角相差 $\pi/2$, 相应位置上线偏振成分锐减 (见图 8.6). (D) 圆偏振度通常不大, 但有的可高达 60%. 一些脉冲星的圆偏振成分在脉冲的中心附近变号: 即圆偏振成分在脉冲的中心附近某点为零, 在该点两边分别为左旋和右旋圆偏振 (见图 8.6). 有的脉冲星圆偏振成分不变号.

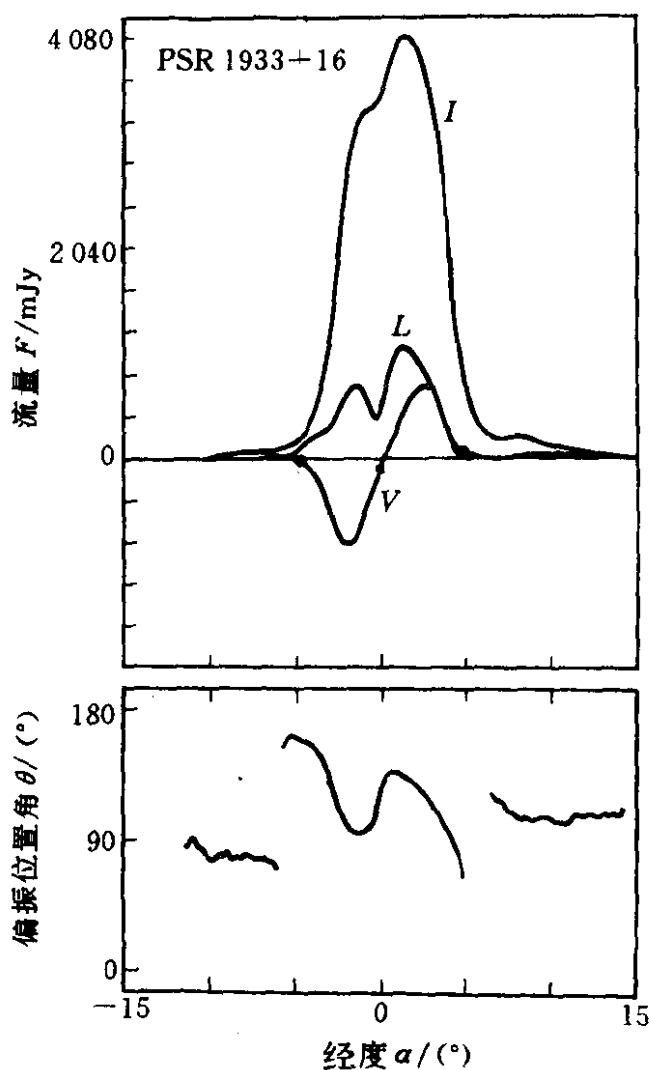


图 8.6 累积脉冲的偏振. 曲线 I , L 和 V 分别表示总强度, 线偏振和圆偏振成分 (引自 Rankin *et al.* 1989, *Ap. J.* 346, 869).

(注意: 100%的偏振排除了同步辐射机制, 因为它不能得出如此高的偏振度. 偏振位置角扫描曲线呈“S”型, 支持脉冲星的辐射来自极冠区. 同一经度上看到偏振位置角相差 $\pi/2$, 表明在同一观测位置上可看到相互垂直的非相干的偏振模式. 这是一个无可置疑的观测事实, 尚无合理的解释. 有两种可能性: ①有一种激发机制能在同一地点产生相互垂直两种偏振模式; ②同一经度上看到的辐射来自不同的辐射地点, 不同地点的辐射有不同的偏振模式. 对于前者, 尚无这样的理论. 后者则与广泛流行的理论

(如 RS 模型) 相矛盾. 圆偏振成分在脉冲的中心附近变号是另一项很可靠的观测事实, 也对现有理论提出了重要的考验. 例如在 RS 模型中为给出圆偏振成分变号的图象, 产生曲率辐射的高能粒子的相对论因子就得很低 ($\gamma \leq 20$, 见 Radhakrishnan & Rankin, 1990); 但为产生观测到的辐射, γ 必需大于 10^3 , 两者相矛盾.)

(4) 累积脉冲与频率之间的关系

A. 形状 脉冲形状、脉冲宽度随观测频率而变化.

(注意: 这一观测事实是对现有脉冲星辐射理论提出的另一个挑战. 流行的理论只能给出如 PSR0525+21 那样的图象 (频率愈高两峰间隔愈窄), 无法说明象 PSR0834+06 (高频上出现双峰)、PSR0809+74 (低频上出现双峰)、PSR1642-03 (高频上在中心剖面两边出现旁瓣) 以及 PSR1237+25 (脉冲剖面为五峰, 低频较宽) 的观测事实.)

B. 脉冲宽度随频率的变化 即脉冲宽度并不象曲率辐射预期的那样——随频率的增加而减少, 而是在某些频率上比预期值更窄, Rankin 形象地称之为“吸收”.

(注意: 脉冲宽度的测量受种种因素的制约 (如同一频道内因到达时间的不同而产生的加宽等), 精度并不高, 但许多作者独立地给出同样的结果. 一切以曲率辐射为基础的模型都很难解释这一事实.)

C. 频谱 脉冲星的频谱呈幂律形式, 谱指数的典型值为 -2. 值得注意的是辐射强度随频率有很大的变化, 但偏振位置角的形状在观测精度内在所有频率上几乎不变.

(注意: 幂律谱说明辐射是由高能粒子产生的非热辐射, 偏振位置角则决定于辐射区磁场的几何位形. 不同频率上偏振位置角的形状相同, 说明辐射区附近附加的法拉第旋转值 RM 很小.)

D. 脉冲星自身 附加的法拉第旋转值 RM 和色散测量值 DM 在观测的误差范围内绝大多数脉冲星都没有观测到脉冲星自身附加的 RM 和 DM. 少数脉冲星观测到一些变化, 但变化很小, 如

PSR0531 + 21 在 2 年的时间内 DM 由 $56.7892\text{cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ 变到 $56.8519\text{cm}^{-3} \cdot \text{pc}$.

(注意: PSR0531 + 21 的 DM 的变化可解释为蟹状星云中电离气体的变化. 上述观测事实表明 RM 和 DM 仅仅反映星际介质等离子体的影响, 脉冲星磁层的影响很小.)

3.2 子脉冲 (Sub-pulses)

子脉冲的特征如下:

(1) 辐射束形状 子脉冲的辐射束呈高斯型, 脉冲宽度为 $1^\circ \sim 3^\circ$, 典型值为 2° (LS90), 几乎与频率无关.

(2) 出现部位 子脉冲可“随机地”出现在累积脉冲剖面的任何部位. 当两个或两个以上的子脉冲同时出现在个别脉冲的脉冲剖面内时, 常相互叠加.

(3) 子脉冲与累积脉冲的关系 累积脉冲的峰值位置对应于子脉冲较强或/和出现频率高的位置. 子脉冲的宽度及其在累积脉冲剖面中的位置与观测频率关系不大.

(4) 偏振 累积脉冲具有高偏振度的脉冲星是子脉冲偏振度高并且偏振状态稳定的脉冲星. 导致累积脉冲偏振度低的原因可能有: A. 子脉冲本身偏振度低; B. 子脉冲具有相互垂直的偏振模式; C. 子脉冲的线偏振位置角和圆偏振成分有无规则的变化. 子脉冲和累积脉冲的偏振状态如图 8.7 所示.

(注意: 子脉冲的辐射束呈高斯型, 普遍的观点是子脉冲可视为辐射的基本单元. 辐射来自分布于累积脉冲所确定的“窗口”内的一些孤立的区域. 在累积脉冲的“窗口”内, 子脉冲的分布、出现概率反映辐射区域的物理特性.

子脉冲的偏振与累积脉冲的偏振特性很不相同. 即使对于累积脉冲偏振位置角呈“S”型的脉冲星, 子脉冲的偏振位置角仍有很大的差别. “S”型只不过是子脉冲叠加的平均效果. 累积脉冲偏振位置角的“S”型, 是对以曲率辐射为基础的极冠模型(如 RS 模型)强有力的支持. 但要给出子脉冲偏振位置角变化的复杂性,

上述模型就变得无能为力了。

任何一个可以被接受的理论模型，都必须既能反映出累积脉冲的特性，而又能反映出子脉冲的特性，尤其是偏振特性。

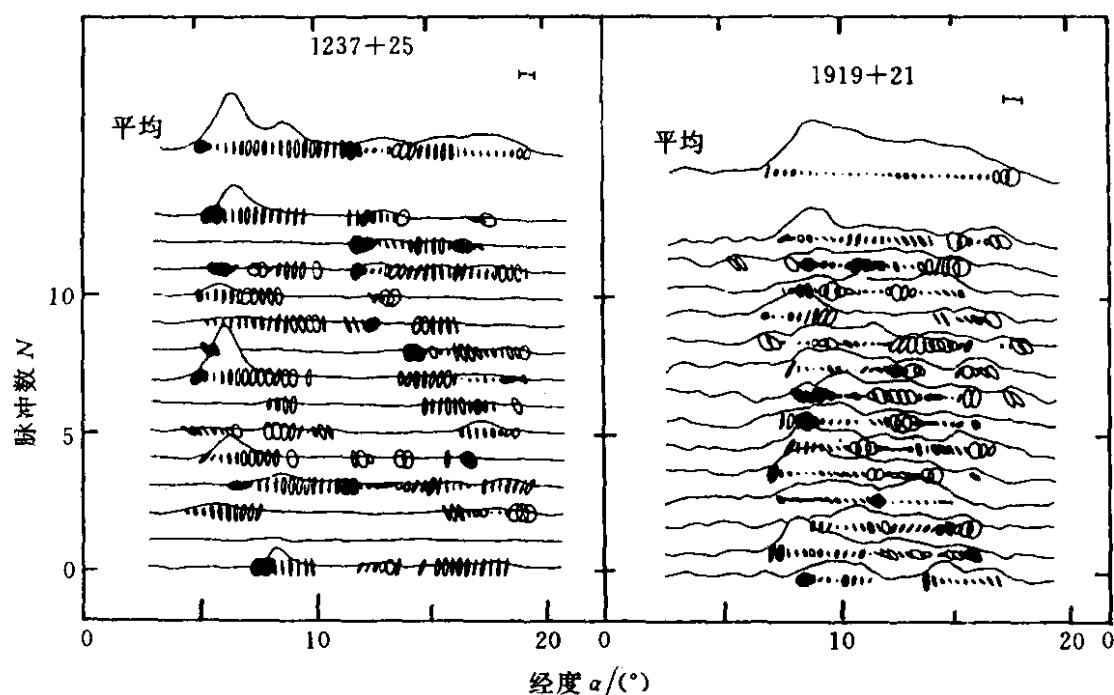


图 8.7 个别脉冲与累积脉冲的偏振

3.3 漂移子脉冲和缺脉冲

多数脉冲星的子脉冲在累积脉冲剖面内出现的位置是无规律的。有的脉冲星的子脉冲在累积脉冲剖面中出现的位置是有规律移动的。对于这样的脉冲星，除脉冲周期外，还有两种周期。个别脉冲内子脉冲之间的间隔保持不变，这是第二种周期，用 P_2 表示。这些子脉冲又在不断地顺序移动，经过一个确定的时间 P_3 后再回到原来的位置，称为第三种周期。漂移率 $D = P_2 / P_3$ 。

这种具有漂移子脉冲的脉冲星的周期比较长，绝大多数大于等于 1 秒。 P_2 很短、很稳定，只有几十毫秒。 P_3 较长，取值不固定，是 P 值的 $2 \sim 10^3$ 倍。有的脉冲星 P_3 可有三种取值，其值是量子化的，近似“谐波”形式。例如 $P_3 \approx nP$, $nP/2$, $nP/3$ 。对于 PSR0031-07, $n=12.5$; PSR2319+60, $n=8$ 。

有的脉冲星在一段时间内观测不到脉冲，这种脉冲“停跳”称

为缺脉冲或零脉冲 (pulse nulling).

表 3 给出各种时标上的脉冲变化. 根据新的观测分析, 我们强调下述几点:

(1) 新的观测发现子脉冲的漂移方向与 \dot{P} 关系不大, 漂移方向的不同, 可能是由观测者视线相对磁轴与自转轴的位置引起的 (LS90).

(2) 模式的变化, 常发生在小 \dot{P} 值到中等 \dot{P} 值的脉冲星中 (R83). 微结构和漂移子脉冲多在 \dot{P} 值小的脉冲星中发现 (R86, Cordes, 1992). 漂移子脉冲发生在长周期脉冲星中.

(3) 缺脉冲与模式变化有一定相似的变化时标 (见表 3), 例如持续的时间及开关时标等.

(4) 缺脉冲现象多出现在具有 conal 辐射束的脉冲星中, 不出现在仅有 core 辐射束的脉冲星中 (R86).

(5) 具有缺脉冲现象的脉冲星在 \dot{P} - P 图上靠近“死亡线” (见汪珍如等, 1981). 缺脉冲现象是脉冲星演化到停止射电辐射前的表现, 处于“死亡”的前夜, 所以应当靠近“死亡线”. Cordes 于 1992 年指出, 这些有缺脉冲现象的脉冲星在 \dot{P} - P 图上存在着的一定的弥散是因为“死亡线”只是一个统计上的包络. 它的真实性还可以通过脉冲星数目 N 的分析看出. 在 N - P 图上, 当 P 值由小逐渐变大时, dN/dP 增加, 意味着诞生率恒定, 没有“死亡”; 当 $P \approx 0.4s$ 之后, 随着 P 值进一步增大, N 值由不变到下降, 这意味着必然有些脉冲星“死亡”了, 不再产生射电辐射.

(6) 缺脉冲现象存在记忆性. 对 PSR0809+74 的仔细观测发现: 发生缺脉冲现象前后的子脉冲的相位相关 (LS90).

(7) 缺脉冲百分比 NF 与脉冲周期强相关, 高 NF 通常出现在长周期脉冲星中 (Biggs, 1992).

3.4 微结构 (Microstructure) 和微脉冲 (Micropulses)

在低频上的高时间分辨率观测发现, 许多脉冲星的单个脉冲有比子脉冲时标更短的结构, 称之为微结构. 微结构中的分立的

表 3 各种时标的脉冲强度变化特征

时变类型		名 称	变化时标	特 征
脉冲内的时变		A. 微脉冲	1 微秒到几毫秒	准周期 P_{μ} : $0.1\text{ms} < P_{\mu} < 4\text{ms}$; 频率小于 1GHz 及 \dot{P} 小的脉冲星显著
		B. 子脉冲	1~100ms	子脉冲宽度及脉冲间距正比于 ν^2 , $-0.2 < x < 0.5$, ν 为观测频率; 对 \dot{P} 小的脉冲星有漂移子脉冲
脉冲间的时变	连续变化	A. 子脉冲的漂移	$P_2 \approx 5 \sim 20\text{ms}$, $P_3 \approx 3 \sim 1000P$,	漂移率 P_2/P_3 ; 非线性漂移, “量子化”的漂移. P 是累积脉冲的脉冲周期.
		B. 准周期性	$\approx P_3$	
		C. 非周期性	P 到几年	爆发, 移动方向, 白噪音
	不连续变化	A. 缺脉冲	持续时间 Δt , $\Delta t \approx 1 \sim 5000P$; 开始出现或消失的时标小于一个周期	没有射电辐射; 与 PP^{-x} 相关, $2 < x < 3$
		B. 模式变换	同上	在很宽的频带上同时变化, 包括脉冲内各成分的强度及其间隔都同时改变
		C. 漂移率的变化	同上	“量子化”的漂移率

强度变化, 又称为“微脉冲”. 微脉冲只有几微秒宽, 因而观测上存在困难, 只能在信号很强的脉冲星中观测到. 在较宽频率范围内的同时观测表明, 微脉冲有很宽的频率范围. 微脉冲的偏振类似于子脉冲的偏振.

(注意: 虽然微结构可以分解成个别的、很强的成分, 并称之为“微脉冲”. 但这种精细结构有时被认为是辐射过程的调制, 而不是单个的辐射束.)

表 4 测得脉冲周期对时间二阶导数的脉冲星

PSR	P (s)	\dot{P} ($10^{-15}\text{s} \cdot \text{s}^{-1}$)	$\ddot{\nu}$ (10^{-21}s^{-3})	n	$\lg \tau$ (a)	备注
0531+21	0.0334	420.96	9.76 ± 0.07	2.05	3.10	GHST
0540-69	0.0504	479.06	3.66 ± 0.04	2.04	3.22	HST
1509-58	0.1502	1540.19	1.96 ± 0.01	2.80	3.19	HST
1620-26	0.0111	8.156×10^{-5}	$(1.866 \pm 0.017) \times 10^{-2}$	3.8E7	8.33	BCT
1757-24	0.1249	127.90	$(3.2 \pm 0.4) \times 10^{-1}$	38.09	4.19	ST
2127+11A	0.1107	-0.021	$(4.8 \pm 0.1) \times 10^{-4}$	/	/	CT

P 和 \dot{P} 分别是脉冲周期及其对时间的导数, $\ddot{\nu}$ 是 $\nu=1/P$ 对时间的二阶导数.

n 是制动指数, τ 是特征年龄.

B 表示双星, C 指球状星团内的脉冲星, G 有星震, H 有高频脉冲辐射,

S 与超新星遗迹相伴随, T 能测出 ν 的二阶导数的脉冲星

4. 几个常用的导出量

除上述观测事实外, 脉冲星观测中最直接的独立观测量是脉冲周期 P 及其对时间的一阶导数 \dot{P} . 少数脉冲星也测得了二阶导数 \ddot{P} . 一些常用的物理量诸如中子星表面磁场、自转能损率及特征年龄等都是由这些量导出的. 下面我们对这些导出量作一简要介绍, 并试图说明他们的可信性和局限性. 下一节中再就某些量的演化作一点介绍.

4.1 中子星的自转能损率

脉冲星自转能损失率可表示为

$$\dot{E}_r = 4\pi^2 I \dot{P} P^{-3} = 4 \times 10^{24} \text{ (J} \cdot \text{s}^{-1}) I_{38} \dot{P}_{-15} P^{-3} \tag{1}$$

这里 $\dot{P}_{-15} = \dot{P} / (10^{-15}\text{s} \cdot \text{s}^{-1})$, $I_{38} = I / (10^{38}\text{m}^2\text{kg})$, P 以 s 为单位, I 是中子星的转动惯量.

(注意: 在脉冲星表中导出量 “Spin-Luminosity” 表示的就是 \dot{E}_r 这个量. 式中 \dot{P} 和 P 是实测量, 具有很高的精度. I 具有统计意义. 仅当中子星具有唯一的自转减速过程时 (1) 式才是正确的. 这至少要求 $\dot{P} > 0$, 有 5 颗脉冲星 $\dot{P} < 0$, 说明有吸积加速的可

能性. 不排除对于 $P > 0$ 的部分脉冲星也存在着某种吸积加速的影响. 即使这样, 对于大多数脉冲星来说, (1) 式仍然可信.)

4.2 中子星表面磁场

中子星磁矩垂直分量的偶极辐射功率 E_μ 数值上等于 E_r 时可求得中子星的表面磁场为:

$$B_0 = (3Ic^3 P \dot{P} / 8\pi^2 R^6) \approx (1.0 \times 10^8 \text{T}) \cdot (P \dot{P}_{-15}) \quad (2)$$

上式中取磁倾角为 90° , $I = 10^{38} \text{m}^2 \cdot \text{kg}$, $R = 10^4 \text{m}$.

(注意: 这里用到的 $E_\mu = E_r$, 可看做一个合理的假定. 由此导出的脉冲星磁场的典型值为 10^8T , 与观测和理论预言一致. X 射线双星的谱线观测可视为中子星强磁场存在的“直接”的观测证据 (见曲钦岳等, 1980). 和自转能损率的估计一样, 要求 $\dot{P} > 0$, 没有任何其它转动加速的影响.)

4.3 脉冲星制动指数

由 $E_\mu = E_r$ 可得 $\Omega \propto \Omega^3$, 更一般的形式可表示为 $\dot{\Omega} = -K\Omega^n$, K 为常数, 指数 n 称为脉冲星的制动指数,

$$n = \Omega \dot{\Omega} / \Omega^2 = \nu \dot{\nu} / \nu^2 = 2 - \dot{P}P / P^2 \quad (3)$$

这里 $\Omega = 2\pi/P = 2\pi\nu$, 上式中所有的量均为直接观测量, 因此 n 值为不含其它参数的直接观测量. 对于磁偶极辐射, $n=3$, 考虑磁场的衰减 $n>3$, 其它情况有的 $n<3$, 有的 $n \geq 5$ (见 Manchester & Taylor, 1977.)

用 TML93 星表求得的制动指数 n 列于表 4. 六颗脉冲星中有一颗 $\dot{P} < 0$, 不属于转动减速之列. 有两颗 n 值接近于 2, 一颗 n 值接近于 3, 这三颗都是具有高频辐射并与超新星遗迹相伴随的年轻的脉冲星. 其它两颗中一颗与超新星遗迹相伴随, 具有较大的 n 值. 另一颗在球状星团中, 是个双星系统, n 值很大.

(注意: \dot{P} 的测量是很困难的, 仅有 1% 的脉冲星测得该值, 而且前后发表的数据差别较大. n 值偏离纯偶极辐射值 $n=3$ 的原因可能是由向外流出的粒子流引起的, 也可能是磁倾角和磁矩的演化造成的 (见乔国俊等, 1985). 吸积加速也有重要影响 (例如 PSR2127 +

11A). 看来年轻的脉冲星 n 值更接近于 3, 支持磁偶极辐射观点.)

表 5 $\dot{P} < 0$ 的脉冲星

PSR	P (s)	\dot{P} ($10^{-15}\text{s}\cdot\text{s}^{-1}$)	备注
0024-72C	0.005756780090	-0.04	C
1744-24A	0.01156314838966	-1.9E-5	BC
1813-26	0.592885093	-0.3	
2127+11D	0.0048028043457	-10.75E-3	C
2127+11A	0.1106647087715	-0.02107	CT

备注中的符号见表 4 的注解

4.4 脉冲星的年龄

对(3)式积分可得 $\tau = P/(n-1)\dot{P}$, 称为脉冲星的特征年龄, 通常取 $n=3$, 即 $\tau = P/2\dot{P}$, 蟹状星云脉冲星的 $\tau=1258\text{a}$, 真实年龄 $t\sim 940\text{a}$. 船帆状脉冲星的 $\tau=11000\text{a}$. 与之相伴随的超新星遗迹的年龄为 $(1.0-3)\times 10^4\text{a}$, 这些脉冲星的特征年龄大致可表示真实年龄. 引入磁衰减 $\mu = \mu_0 \exp(-t/\tau_D)$ 后可导出“真实年龄” t 与特征年龄 τ 之间的关系 (见曲钦岳等, 1976)

$$t = 0.5\tau_D \ln(2\tau/\tau_D + 1) \tag{4}$$

当 $t \ll \tau_D$ 时 $t \approx \tau$; 当 $t \gg \tau_D$ 时 $t = 0.5\tau_D \ln(2\tau/\tau_D)$, 不同作者给出的衰减时标 τ_D 值很接近, 在 $1.6 \times 10^6 \sim 4 \times 10^6\text{a}$ 范围内. 式中 μ 和 μ_0 分别为磁矩和初始磁矩.

(注意: 这些作者是在研究不同问题时得到相同结论的, 增加了(4)式的可信度.)

5. 涉及演化的几个问题

5.1 脉冲星磁场的演化

(1) 最初的建议 基于早期关于中子星电导率的估计, Ostriker & Gunn (1969) 首先建议中子星磁场 B 在 $\sim 4 \times 10^6\text{a}$ 时标上作指数衰减. 很快 Baym *et al.* (1969) 就指出像中子星这样的超导系统, 欧姆损耗是不重要的. GO70 提出一个证据, 在对 15 颗

脉冲星所作的 B - τ 曲线上, 表明磁场随时间衰减.

(2) 由“运动学年龄”看磁场的衰减 GO70 提出的证据缺乏说服力, 因为他们使用的两个统计量 (B , τ) 都由 P 和 \dot{P} 组成, \dot{P} 的影响是主要的. 之后许多作者改用“运动学年龄”研究了磁场的演化. 认为脉冲星诞生在银道面上, 离银道面愈远, 年龄愈大. 用这一方法, LAS82 求得 $\tau_D = 2 \times 10^6 \text{a}$.

(3) 由 $|z|$ - τ 图分析磁场的衰减 由于脉冲星诞生的部位不可能精确地知道, 也不能准确地知道脉冲星运动的视向分量, 这会影响上述结果的可靠性. Bhattacharya (1992) 改用 $|z|$ - τ 图分析磁场的演化. z 为脉冲星离银道面的高度, τ 为脉冲星特征年龄. 结果表明具有磁衰减的曲线能更好地与观测拟合.

(注意: 多数脉冲星的距离是由色散测量 DM 给出的, 它取决于视线方向上的电子密度分布, 这会导致 z 值的误差. 另外, 垂直与银道面方向上的速度可能是变化的, 甚至有可能“振荡”. 这都会给上述分析带来误差.)

(4) 磁倾角的演化 上述分析中, 我们假定磁倾角 α 不随时间变化, 且取 $\sin\alpha = 1$, 这就是说我们讨论的只是磁场的垂直分量 μ_{\perp} 随时间的变化. 磁场强度或 α 的变化都可导致 μ_{\perp} 的变化. α 值可利用极冠模型从偏振资料的分析中得出, LM88 和 R90 分别给出一些脉冲星的 α 值. Candy & Blair (1986), Wu & Xu (1992) 假定 α 以指数形式衰减, 分析了 α 随时间的变化, 发现 α 随时间减少, 特征时标为 $1.5 \times 10^7 \text{a}$, 一般取为 $10^7 \sim 10^8 \text{a}$. Zhang *et al.* (1992) 从广义相对论和引力自旋效应出发推出脉冲星磁倾角演化的公式, 与极冠几何模型的研究结果一致. B92 从更一般的角度研究了这个问题, 发现 α 与磁场和年龄都无关.

(5) 磁场的长期演化 有两方面的证据表明, 年龄大的脉冲星, 磁场不再衰减. 这两方面的证据是: A. PSR0655+64 是个脉冲双星, 伴星是颗白矮星. 白矮星的表面温度很低, 由“冷却年龄”估计它超过了 10^9a , 但脉冲星的磁场可达 10^6T ; B. 毫秒脉冲

星曾有过吸积加速的历史, 由加速到毫秒级所需要的时间和具有低质量伴星的事实看, 我们推知毫秒脉冲星是由低质量 X 射线双星演化而来的. 考虑到发现毫秒脉冲星的选择效应, 估计毫秒脉冲星在银河系内的总数至少比低质量 X 射双星高出 10^2 倍. 低质量 X 射线双星的年龄为 $10^7 \sim 10^8 \text{a}$, 所以毫秒脉冲星的年龄应大于 10^9a . 而毫秒脉冲星的磁场在 10^4T 以上. 两者都高于由恒定的磁衰减得出的值. 这表明, 中子星的磁场不能以 $10^6 \sim 10^7 \text{a}$ 的时标一直衰减下去, 脉冲星必定有一个剩余磁场. 剩余磁场的大小, 差别很大. 毫秒脉冲星的约 $10^4 \sim 10^5 \text{T}$, 而吸积型 X 射线双星中可达 10^8T (如 Her X-1).

(6) 两类磁场 王阳生在其硕士学位论文 (1986) 中由统计分析表明, 脉冲星存在两类磁场, 一类衰减, 磁场较强; 另一类不衰减, 磁场较弱. 正好同时, Kulkarni (1986) 从另外的角度也提出了这个观点. 这一点已获得普遍承认 (陆埏, 1988). Luo *et al.* (1993) 根据量子色动力学 (QCD) 指出, 中子星核心可能存在一种夸克集团相, 会导致“色铁磁性”, 提供了稍弱 ($10^5 \sim 10^6 \text{T}$) 但不衰减的磁场, 为第二类磁场的存在提供了新机制.

(7) 结论

1) 有确定的观测证据表明, 脉冲双星内中子星的磁场是衰减的, 与理论上的分析一致. 关于脉冲单星的磁场衰减, 观测上证据还不十分确定, 理论上也存在困难.

2) 脉冲星磁场强度的衰减时标小于磁倾角的演化时标, 前者的影响大.

3) 剩余磁场的大小差别很大, 与中子星物质吸积的总量及转动减速的最大值有关.

4) 在讨论脉冲星磁场演化等问题时, 应考虑“再加速”历史的脉冲星的影响. 估计有相当多 ($\sim 50\%$) 的脉冲单星曾有过吸积的历史. 低质量伴星被蒸发掉, 具有 B/Be 型伴星的脉冲双星在第二次爆发中导致系统解体, 都会产生这种结果. 具有高质量伴

星的双星数目估计有 2×10^4 个, 它们的年龄约为 10^7 年, 单这一项就可以产生 $\geq 10\%$ 的“再加速”脉冲星. Wu *et al.* (1991)、Kuzmin & Wu (1992) 提出“类毫秒脉冲星”的新类别, 即在 \dot{P} - P 图上在加速线和死亡线之间的周期短、磁场低、年龄大的脉冲单星也像毫秒脉冲星那样有双星吸积历史. 它们的演化线路不同于“正常”的脉冲星. 这很好地解释了脉冲星老年阶段的光度、磁倾角和周期演化的反常现象.

5.2 射电光度的演化

脉冲星的射电光度 L_r 是另一个可以直接观测的量. 研究它的演化, 有助于了解脉冲星辐射机制. 不同作者得出的结果是: GO70 等 $L_r \propto P\dot{P}$; 汪珍如等 (1979), $L_r \propto (\dot{P}P^{-3})^{0.31}$; Vivekanand & Narayan (1981), $L_r \propto \dot{P}^{0.38}P^{-0.86}$; Proszynski *et al.* (1984), $L_r \propto \dot{P}^{0.35}P^{-1.04}$, 上述结果大致为 $L_r \propto (\dot{E}_r)^{1/3}$. 吴鑫基等 (1979) 对 $\lambda = \dot{E}_r/L_r$ 较大的脉冲星得到, $L_r \propto \dot{P}^{0.46}P^{-1.8} \propto (\dot{E}_r)^{0.5}$. 射电光度与投射角 β (视线与磁轴间夹角的最小值) 有关. 吴鑫基等 (1985), LM88 引入无量纲参数 $Q = \beta/\rho$, ρ 为辐射锥张角. Wu & Manchester (1992) 利用 Q 值修正了光度公式, 他们的统计发现 $L_r \propto (\dot{P}^{0.56}P^{-1.54}) \approx (\dot{E}_r)^{0.5}$.

上述分析表明, 射电光度比转动能损率减少的慢. 对于年青的脉冲星, 转动能转变为射电光度的效率很低 ($\lambda \approx 10^6 \sim 10^7$), 它们有足够的能量转变为其它波段的辐射 (光学、 γ 射线等). 有的脉冲星转换效率很高, $\lambda \approx 3$. λ 值为什么如此之不同, 是一个值得进一步探讨的问题. Lu (1988, 1993), Zhao *et al.* (1989), Lu & Shi (1990) 根据内 gap 中电子对-光子级联过程, 将射电脉冲星分为两类: 级联次数在二级以下的, 只有极近的脉冲星才有可能观测到 γ 射线脉冲, γ 射线谱较硬; 级联次数在三级以上的, 容易观测到 γ 射线脉冲, γ 射线谱较软, 与近年 Compton GRO 的观测一致. Ma *et al.* (1991, 1993) 根据上述理论对 COS-B 资料分析证认出 PSR0656+14, PSR0905+08 和 PSR1822-09 同时也是 γ

射线脉冲星. Einstein 卫星, ROSAT 卫星都观测到 PSR0656+14 的 X 射线脉冲 (Finley *et al.*, 1992), 对上述理论提供了支持.

5.3 射电脉冲星与 X 射线脉冲星的脉冲周期为什么不同?

已知 557 颗射电脉冲星的脉冲周期分布在 1.5ms 到 5.1s 之间, 而 30 多颗 X 射线脉冲星的脉冲周期则分布在 60ms 到 835s 之间. 两者为什么如此之不同, 我们能找到长周期的射电脉冲星或脉冲周期为几毫秒的 X 射线脉冲星吗? 由于这个问题与演化有一定联系, 所以这里做一点介绍.

(1) 射电脉冲星的脉冲周期

观测与理论都表明, 射电脉冲星脉冲周期的最小值 P_{\min} 和最大值 P_{\max} 都有一定限制.

1) P_{\min} 由年轻的脉冲星的转动减速率反推我们知道, 新诞生的脉冲星的脉冲周期约为 0.01s, 双星系统中, 因吸积加速脉冲周期可以达到一个平衡值 $P_{\text{eq}} \approx (1.89\text{ms}) B_5^{6/7}$, 由离心力与引力平衡推出的最短自转周期为 (李启斌, 1983) $P_{\min} \approx (3\pi/G\rho)^{1/2} \approx (1.4/\rho_{14})^{0.5}\text{ms}$, 若中子星密度 $\rho_{14} = \rho/10^{14}\text{g/cm}^3 = 2$, 则 $P_{\min} = 0.8\text{ms}$. 这是一个更为直接的限制.

2) P_{\max} 引入磁衰减后, 曲钦岳等 (1976) 给出了脉冲星最大可能的脉冲周期. 对 (2) 式积分得到

$$P_{\max} = (8\pi^2\tau_D\mu_0^2/3c^3I)^{1/2} \quad (5)$$

这里 $\mu_0 = B_0^2 R^3$, 从统计上可以求出磁衰减时标 τ_D 及 (μ_0^2/I) , 由此求出的值是

$P_{\max} = 4.4\text{s}$, 与观测符合得很好.

(2) X 射线脉冲星的周期

X 射线脉冲星是具有大质量伴星的双星系统, 半数以上脉冲周期 $> 100\text{s}$. 中子星如何在这种系统中转动减速, 使转动周期到 10^2s 量级, 引起很多学者的关注. 在发现长周期 X 射线脉冲星之前, Illarionov *et al.* (1975) 提出如下图像: 大质量双星系统中新诞生的中子星很像射电脉冲单星 (脉冲星相), 它的辐射能量来自

中子星的转动减速；当周围的星风超过脉冲星风的压强时，射电辐射停止，称之为睡眠相；在睡眠相之后吸积的等离子体被中子星磁层甩出去，如同一个螺旋桨，称之为“螺旋桨相”；在螺旋桨机制的作用下，中子星转动减速（减速相），直到发生真正的吸积。在这种机制中，减速时标大于光学子星的演化时标，由此估计出X射线脉冲星的最长周期 $\leq 10\text{s}$ 。第一颗长周期X射线脉冲星发现后，许多学者从不同角度探讨了这个问题。例如：弱吸积方案；超新星爆发前在潮汐力作用下双星中的子星同步自转（自转周期等于轨道周期）方案，长周期产生于吸积开始之后的方案等等。曲钦岳等（1977）提出两个改进方案，改进了IS75的结果，既能给出长的也能给出短的脉冲周期。

为什么在大质量双星中很难发现新诞生射电脉冲星？IS75指出，星风的自由-自由吸收妨碍了射电波段的观测。汪珍如（1981）指出，吸积物质能扑灭脉冲星极冠附近的gap，所以不会产生射电辐射，射电脉冲星的伴星只可能是致密星或几乎没有物质外流的恒星。观测表明，绝大多数射电脉冲双星的伴星是致密星或白矮星，与上述分析一致。PSR1259-63很特殊，虽然它有大质量伴星，但它轨道很大，轨道偏心率又很高，仅当中子星远离伴星时才能观测到射电脉冲。当中子星靠近伴星时，脉冲信号逐渐减弱最后消失，这一点支持星风对脉冲星信号的吸收。看来汪珍如提出的机制应当发生在脉冲相的后期。

5.4 脉冲星辐射束的演化

平均脉冲剖面的形状和偏振特性的研究，对理解射电脉冲星的辐射机制有最基本的作用。中心辐射束就是由这种研究确定的。当前的研究集中在辐射束的形状、结构、辐射成分（core和conal成分）的特性，几何参数（磁倾角 α ，投射角 β ，视束宽 ρ 等）的确定及其统计分析，辐射束随频率、年龄的变化等等方面。下面介绍部分研究结果

（1）辐射束的宽度与周期的关系

吴鑫基, Guseinov *et al.* (1985) 和 LM88 给出视束宽 ρ 与脉冲周期的关系分别是 $\rho = 7.1^\circ P^{-0.67}$; $4^\circ P^{-0.7} < \rho < 10^\circ P^{-0.7}$; 和 $\rho = 6.5^\circ P^{-1/3}$. R93 在 1GHz 的频率上对各种辐射束成分给出如下关系

$$\begin{cases} W_{\text{core}} = 2.45^\circ P^{-0.5} / \sin i \\ \rho_{\text{inner}} = 4.33^\circ P^{-0.52} \\ \rho_{\text{outer}} = 5.75^\circ P^{-0.5} \end{cases}$$

W_{core} 是指 core 成分脉冲轮廓半宽度, ρ 是辐射束的角半径, i 是轨道倾角.

(2) 辐射的形状

利用偏振参数可以估计出脉冲星辐射束的形状. Jones (1980) 首先估计出辐射束沿纬度方向比沿经度方向拉长约 2.5 倍. Narayan *et al.* (1983) 给出上述比值为 3.0. LM88 认为束形状近似为圆形. Wu & Shen (1988) 得出的结论是, 辐射束大致为圆形, 但短周期的脉冲星辐射束在纬度方向上拉长, 而长周期的脉冲星则在经度方向上拉长. 这方面的研究除对脉冲星辐射机制提供观测上的鉴别外, 还对脉冲星诞生率的估计有影响, 值得进一步研究.

(3) 辐射束的最大宽度

利用偏振参数所作的几何研究可求得辐射束的最大宽度 ρ_{max} (Wu *et al.* 1985, 1986, LM88). 研究表明, 大多数脉冲星 (89% 以上) 由 RS 模型求出的辐射束的最大值比由观测得到的大 1.5~10 倍 (Wu, 1993).

可以通过对磁倾角 α 及视束宽 ρ 的研究来了解脉冲星的演化. 但 α 和 ρ 的单独确定存在困难, Xu & Wu (1991) 定义了一个比较容易由观测上确定的量 K : $K = \sin \alpha \sin \rho$. 假定 α 随时间指数减小, 他们得出 α 的演化时标为 $1.5 \times 10^7 \text{a}$.

(4) 不同“类型”脉冲星的参数变化

R93 根据脉冲剖面、参照频谱和偏振特性, 将脉冲星分为 St

(core single), T (triple), M (five component), Sd (conal single) 和 D (conal double) 等. LM88 给出了类似的分类. 对应不同“类型”的脉冲星, 他们列出了各种参数: 频谱、偏振、几何位形、束宽、子脉冲特性、脉冲星年龄、脉冲星离银道面的距离等等. 这对进一步研究脉冲星的演化提供了观测依据.

值得指出的是上述“分类”不能真正代表脉冲星的不同类型, 它仅反映出辐射束的基本特性. 上述“分类”所表现出的与年龄之间的关系, 仅说明不同年龄 (或不同周期) 脉冲星的辐射束的结构 (例如 core 与 conal 辐射束半径之比) 不同. 这一点与逆康普散射模型 (ICS) 给出的是一致的 (见第 6 节).

5.5 一种新的制动机制

前面的分析中, 全都假定中子星的转动减速是由中子星整体的磁偶极辐射引起的 (称为“标准模型”). Peng *et al.* (1982) 提出中子星自转减速的一种新机制. 这个机制是建立在涉及中子星内部超流中子涡旋运动的磁偶极辐射 (MDRSN) 的基础上. 由此他们将中子星转动减速的公式修改为

$$\dot{P} = A \exp(-2t/\tau_D) P^{-1} + B P^2 \quad (6)$$

式中 A 和 B 为常数. 右边第一项由“标准模型”给出 [见 (2) 式]. 指数部分表示磁衰减, 见 4.4 节. 第二项由 MDRSN 机制给出.

标准模型中, 转动减速的关系是 $\dot{P} \propto P^{-1}$, MDRSN 机制中转动减速关系是 $\dot{P} \propto P^2$, 不同脉冲星的减速机制不同, 短周期的由前者决定, 长周期 ($P > 1.25\text{s}$) 的后者起主要作用. (6) 式代表两种机制的联合作用, 称为混合 (hybrid) 模型 (Pineault, 1986; de Jager *et al.* 1988). MDRSN 机制的转动减速, 对脉冲星研究会产生如下重要影响: (1) 脉冲星年龄; (2) 脉冲星磁场; (3) 脉冲星制动指数; (4) 脉冲星数目-周期分布等. 例如, “标准模型”中制动指数 $n=3$, MDRSN 机制中 $n=0$ (Pineault, 1986). 两种机制的联合作用 $n < 3$. 考虑到 MDRSN 机制的作用 Huang,

J. H. *et al.* (1983, 1985) 将脉冲星分为两类. Huang, K. L. *et al.* (1985) 从统计上对 MDRSN 机制进行了检验. 另外, MDRSN 机制可提供老年射电脉冲单星的一种加热机制 (Huang, J. H. *et al.* 1982).

当前关于这一理论有关的研究, 大部分是在统计方面. 例如 Malov (1985, 1987), Gaseinov *et al.* (1983), Barone *et al.* (1988). de Jager *et al.* (1988) 提出, 如果中子超流涡旋线的量子数 $n < 4$, 欧姆加热机制可能更重要. 当然要从实测上做出判断, 还有待于更精确的观测. MDRSN 机制能否为第二类磁场提供某种新机制是一个令人感兴趣的问题.

6. 射电脉冲星的辐射机制

对脉冲星辐射过程清楚的了解, 原则上需要将下面四者结合起来 (参见 Michel, 1991): (1) 基本物理问题; (2) 脉冲星磁层的整体模型; (3) 辐射区及辐射过程的模型; (4) 观测事实.

下面我们将会看到, 虽经多年努力, 但现有的理论模型顾此失彼, 或理论本身有问题, 或与观测相冲突. 一个完整的从整体到局部、从加速到辐射的理论与观测相结合的模型尚未建立. 但积多年的努力, 今天我们正面临建立这样一个模型的前夜. 下面我们先总结观测上最重要的限制, 然后在回顾脉冲星理论发展的基础上, 着重分析 RS 模型的成功和困难, 最后对可能的发展及问题提一点看法.

6.1 观测对理论的限制

观测提出的主要限制, 已经取得的共识或需要强调的几个问题是:

(1) 能源 以磁偶极辐射形式损失掉的中子星转动能量, 做为脉冲星辐射的能量来源, 量级上与观测符合得很好. 尽管这种估计十分“粗糙”, 也未建立具体的能量转换机制, 但迄今关于脉冲星的大量文献中, 所用的脉冲星磁场和年龄的估计都是建立在

这一假定的基础之上. 甚至这已变成对一个模型的判断标准, 符合上述假定的, 就是“与观测资料符合的”模型. 蟹状星云中高能电子和磁场强度, 都比超新星爆发时遗留下来的要大, 蟹状星云脉冲星损失的转动能量正好弥补了这个不足. 这有利于上述假定. 但观测到的五颗 $\dot{P} < 0$ 的脉冲星, 给上述假定蒙上了阴影.

(2) 频谱、粒子束和相干性 绝大多数脉冲星的射电辐射流量随频率的增加而下降, 呈幂律谱, 与粒子束的非热辐射相一致. 由观测到的射电流量、距离和估计出的辐射源的大小可以估计出辐射源的亮温度 (能给出相同流量的黑体辐射所具有的温度) $T_b \sim 10^{30} \text{K}$, 相应的做为黑体辐射的粒子的能量 $E \geq 10^{26} \text{eV}$. 由此可以肯定辐射必须是非热的, 也许是高度相干的.

(3) 脉冲宽度和产生辐射的粒子的能量 如果将脉冲星的微脉冲看成辐射的基本单元, 它的脉冲宽度只有 $0.2^\circ \sim 0.3^\circ$, 对于平行的粒子束 (或平行的磁场位形), 产生辐射的那些粒子的相对论因子 $\gamma \approx 10^2$. 这一观测事实同时也对产生微脉冲的辐射部位有所限制, 有利于辐射来自中子星表面附近“平行”的磁力线区域的理论. 这与从观测上得出的结论一致.

(4) 偏振特性 关于偏振特性前面有详细介绍, 对它的可能的理解是: A. 累积脉冲的偏振反应辐射“窗口”的特性; B. 在同一观测方向上观测到的相互垂直的偏振模式, 说明辐射来自不同的辐射部位. 由于这是在同一频率上观测到的, 所以同一个频率的辐射, 来自不同的辐射高度. C. 子脉冲、微脉冲反映辐射的具体过程和辐射“窗口”内的细节.

(5) 中心辐射束、空心锥辐射的特性及其随频率的变化 中心辐射束和空心锥辐射锥的辐射部位、偏振、频谱及子脉冲特性等所表现的不同, 从观测上说已被公认. 一个可被接受的理论, 必须同时能给出中心辐射束及空心辐射锥, 以及它们各种特性上的差别. 中心辐射束的存在最初是由脉冲剖面形状的研究得到的. 因此一个包括中心辐射束和空心辐射锥的理论模型要能给出观测到的

各种脉冲形状及这些脉冲形状随频率的变化,例如,有的脉冲星的脉冲剖面在高频上分成双峰,而有的则在低频上分成双峰等等.

(6) 辐射部位 迄今对辐射区的高度和尺度已进行了广泛的研究. 用过的五种方法中有四种模型的依赖性较大. 有一种称之为 v/c 效应的方法对模型的依赖性较小 (见 Cordes, 1992). 这种方法除考虑了粒子沿磁力线的运动外,也考虑了共转速度的影响. 这会在脉冲强度、偏振特性上引入一个时差,由这些时差来判断辐射部位. 大多数研究结果表明,在 400MHz 的频率上,辐射区的高度与光速圆柱半径之比小于 2%.

6.2 GJ 脉冲星磁层模型

(1) GJ 静态磁层模型

脉冲星发现前,认为中子星不可能有磁层. 脉冲星发现后, Godreich & Julian (1969) 首先证明考虑到强磁场的存在时,中子星会有电荷分离的大气层,称为磁层. 对于一个导电率高的、稳定的大气来说,粒子受到的电磁力的合力为零. 对于磁轴与自转轴平行或反平行的偶极磁场,磁层中的电荷密度 ρ 为

$$\rho = \rho_+ - \rho_- = -\Omega \cdot B_0 / 2\pi c \quad (7)$$

(2) GJ 模型在粒子加速和辐射中存在的问题

GJ 磁层模型,在脉冲星的研究中是个阶段性成果,它为辐射区的环境提供了依据. 但它在说明观测到的辐射方面存在很大的困难. 例如: A. 沿磁力线的电场分量为零,即 $E_{\parallel} \equiv 0$. 因而磁层中的粒子无法被加速,不能产生辐射; B. 按照 GJ 模型,脉冲星的磁层是电荷分离的. 如果有某种机制加速粒子并使之离开中子星,由于这种被加速并离开中子星的粒子带相同符号的电荷,中子星就会带相反符号的电荷,因而会阻止粒子的进一步加速和辐射,导致辐射过程的中断; C. 一种符号的电荷被加速并向外运动,必然要经过另外一种符号的电荷区域,物理上会受到什么影响,也会使问题变得相当复杂.

针对上述问题,提出和发展了各种模型. 表 6 列出有代表性

的、能产生辐射的模型，下面分别对这些模型做一点介绍。

表 6 一些有代表性的脉冲星辐射模型

作者，代表性工作发表时间	模型特征	辐射束形状
Goldreich & Julian 1969	电荷分离等离子体静态磁层	/
Sturrock 1970, 1971	极冠区空间电荷限制的流动起加速作用， γ 光子产生电子对	空心束
Ruderman & Sutherland 1975	内 gap 模型，曲率辐射产生的 γ 光子在强磁场中产生电子对级联过程	空心束
Arons & Schlemann 1979 Arons 1983	细长 gap，空间电荷限制的流动，产生电子对	靠近自转轴沿径度拉长的辐射束
Michel & Dessler 1981	吸积盘模型	?
BGI 1983, 1988	等离子体振荡的不同模式	双辐射环
WWC 1988 1989	等离子体集体效应	中心辐射束或一个空心辐射锥
Qiao 1988 1992	逆康普顿散射起主要作用	中心辐射束加上两个空心辐射锥

6.3 Sturrock 模型

最早的、有影响的辐射模型是由 Sturrock (1971) 提出的。该

模型假定：无论在质子极冠区还是电子极冠区，带电粒子都可以自由地辐射出来，分别象“质子枪”和“电子枪一样”。

该模型提出两个历史性概念：（1）空间电荷限制的流动（space-charge limited flow）可以产生 $E_{\parallel} \neq 0$ 的加速电势；（2） γ 射线在强磁场中产生正负电子对以提供中性等离子体流。这两个概念对以后的模型产生了重要影响。

（1）空间电荷限制的流动

由 GJ 磁层模型，我们注意到沿磁力线 $E_{\parallel} = 0$ 的条件是有足够充分的电荷分离等离子体。换句话说，如这一条件不成立，那么 E_{\parallel} 就不为零。这一点可以从实验室内电子枪的实验中看到。空间电荷流动所产生的电势，可以从电荷流动时电荷密度相对于 GJ 模型的偏离来估计。沿磁力线的电场变化 dE_{\parallel}/dz 可以表示为

$$dE_{\parallel}/dz = 4\pi (\rho_e - \rho_{e,0}) \quad (8)$$

这里 ρ_e 和 $\rho_{e,0}$ ，分别是实际的电荷密度和 GJ 模型中的电荷密度。这就是说扰动与非扰动电荷密度之差决定着 E_{\parallel} 的值。由此在极冠区给出最大的电势差能达到 10^{12}V 。可见这是获得加速电荷所需电势的一种有效方法。

（2） γ 光子在强磁场中产生正负电子对

S71 首先将强磁场中 γ 光子转化为正负电子对这一概念用到脉冲星的研究上。他指出脉冲星有一个很容易的方式产生运载电流：只要有 $10^5 \sim 10^6/\text{cm}^3$ 银河系杂散的 γ 光子落到中子星极冠区，就会由级联过程产生足够的电子对。射电辐射是由次级电子对的振荡产生的。

6.4 RS 模型

RS75 在 Sturrock 模型的启迪下提出一个脉冲星磁层中粒子加速和辐射的模型，文献中称为 RS 模型。这是一个影响甚广、较能联系观测的模型。

（1）RS 模型的出发点是：1）中子星极冠区会形成 gap（内 gap）。Ruderman (1971) 研究了强磁场下中子星表面的结构，得

到中子星表面离子的束缚能大于 10keV. 磁轴与自转轴“反平行”时, 由开放磁力线限制的极冠区为正电荷区. 因此由极冠区向外运动的是带正电荷的粒子. 但中子星表面离子束缚能较大, 不能自由地离开中子星, 于是在极冠区靠近中子星表面的磁层中, 会形成一个电荷被抽空的区域, 称之为 gap. 在 gap 中, 沿磁力线有很大的电势差. 为区别于外 gap, 文献中将上述 gap 称为内 gap.

2) γ 光子在强磁中产生正负电子对, 银河背景杂散 γ 光子落到内 gap 区并产生电子对, 电子对被加速并在曲率辐射中产生 γ 光子, γ 光子再产生电子对……, 出现一个雪崩式的级联放电过程.

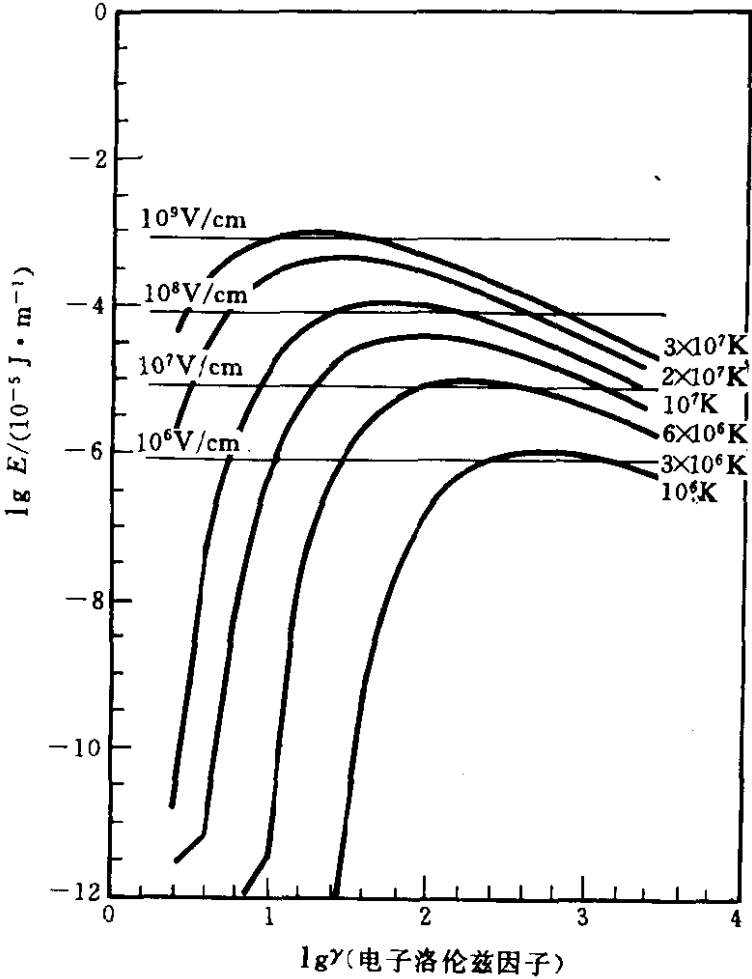


图 8.8 脉冲星极冠区电子或正电子在电场加速与逆康普顿散射过程中能量损失的相互作用下, 粒子的相对论因子的变化情况 (BCT92).

(2) RS 模型成功之处

1) 给出一种加速机制, 即找到 $E_{\parallel} \neq 0$ 的区域; 2) 由于电子对的产生, 避免了一种符号的电荷流出中子星而使中子星带电的困难; 向外流动的是次级正负电子对, 呈中性, 在一定程度上避免了一种符号的电荷流经另一种符号的电荷区所产生的困难. 3) 提供了一个比其它模型更能与观测进行比较的机制, 例如: 空心辐射束, 漂移子脉冲, “S”型偏振位置角等等. 它的“观测者之友”的性质, 是其它模型无法相比的.

(3) RS 模型遇到的困难

RS 模型的成功之处, 特别是与观测联系的性质, 在一定程度上说明该模型反映了某些发生在脉冲星周围的实际物理过程. 但新近的研究指出, 该模型在理论上和观测上都遇到了困难. 总结它的成功和所遇到的困难, 对今后的理论研究是必要的. 成功的地方前面有所介绍, 下面着重说一说它的困难.

1) 理论上的困难 RS 模型中理论上两大支柱的核心是: 第一, 中子星表面离子的束缚能 $\geq 10\text{keV}$, 否则无法形成 gap; 第二, gap 内粒子的相对论因子 $\gamma \geq 10^6$, 否则 γ 光子的能量小, 不能产生电子对. 近年的研究表明, 这两大支柱都遇到了如下麻烦:

(A) Gap 能形成吗? 计算表明, 当中子星表面的离子束缚能 $\geq 10\text{keV}$ 时, 在极冠区电势的作用下, 离子不会离开中子星表面, 从而形成 gap; 但当离子束缚能小到 1keV 左右时, 离子会自由地离开中子星表面, 不能形成 gap. 早先的计算表明, 在中子星表面的强磁场中每个铁离子的束缚能为 $10 \sim 20\text{keV}$. 但以后的计算 (见 Kössl *et al.* 1988) 表明, 离子束缚能仅 1keV 左右. 虽然这些工作还算不上“专业化”的计算, 但其结论是一致的. 问题是清楚的, gap 能形成吗?

(B) gap 内相对论因子能达到 $\gamma \geq 10^6$ 吗? RS 模型中级联放电的 γ 光子是由曲率辐射产生的. 这就要求被加速粒子的相对论因子 $\gamma \geq 10^6$. 计算表明, 在中子星表面附近由于高能粒子与热光子的碰撞中损失其能量, γ 的值常小于 10^6 , 具体取值由中子星表面

附近的温度和加速电势决定 (见 Xia *et al.* 1985; Qiao 1988a, b). Daugherty & Harding (1989), Vitello & Dermer (1991), Prece *et al.* (1992), Chou, *et al.* (1990) 以及 Bednarek *et al.* (1992) 等的计算证实了我们的结论, 由于 BCT92 的图形很直观, 这里引用他们的图来说明对 γ 值的限制, 见图 8.8. gap 内级联过程必须考虑逆 Compton 效应的影响.

2) RS 模型与观测之间存在的矛盾

(A) 中心辐射束、脉冲形状及其随频率的变化 大量观测表明, 脉冲星存在中心辐射束, 而且是一种更本质、更基本的辐射成分. RS 模型是以曲率辐射为基础的, 只能给出空心辐射锥, 无法得到中心辐射束. RS 模型以及任何以曲率辐射为基础模型都无法给出观测到的各种脉冲剖面, 以及这些脉冲剖面随观测频率的变化.

(B) 线偏振位置角的变化 RS 模型只能给出“S”型的线偏振位置角随观测相位 (或经度) 的变化. 观测表明, 相当多的脉冲星累积脉冲的线偏振位置角存在着“跳跃”, 有的在同一观测经度上能看到相互垂直的偏振模式. 退一步说, 即使累积脉冲呈现“S”型的偏振位置角的变化, 但叠加出这些累积脉冲的子脉冲的偏振位置角仍是各种各样的, 并不呈“S”型. 观测事实极其确定, RS 模型无能为力.

(C) 圆偏振成分的变号 一些脉冲星的圆偏振成分在脉冲中心附近变号, 左旋变右旋, 或者相反. 按照 RS 模型和曲率辐射, 要求粒子的相对论因子 $\gamma \leq 20$ (RR90). 这个要求和 RS 模型及曲率辐射自相矛盾, 因为如此小的相对论因子不可能产生观测到的频率.

(D) 脉冲宽度随频率的变化 按照 RS 模型, 脉冲宽度 W 和观测频率 f 之间的关系为 $W \propto P^{-0.7} f^{-1/3}$, P 为脉冲周期. 即对同一颗脉冲星而言, 观测频率越低, 脉冲宽度越大. 实际的观测是, 有的脉冲星在高频上其脉冲宽度反而增大 (R93). 虽然脉冲宽度

的测定不像偏振观测那么直接、那么准确，但这一现象已为不少观测所显示，应当引起重视。

我们并未全部列出 RS 模型与观测之间的矛盾，但上面的事实足以说明 RS 模型无论在理论上还是在观测上都遇到了严重的困难。值得强调指出的是，这里用了较多的篇幅陈述 RS 模型的困难，绝不是说它不如其它模型；相反，这正表现了我们对该模型的重视。前面已经提到，它与观测事实的某些可对比性，正证明它抓住了事物的某些本质，我们希望的是它能得到改进，而不是否定。

6.5 Slot gap 模型

Arons & Scharlemann (1979), Arons (1983) 在假定存在空间电荷限制的电流的情况下，讨论了可能的辐射位形，提出一个靠近自转轴的、细长的 gap 模型 (Slot gap)。该模型的基本假定是：1. 稳定的空间电荷限制的电流不断由中子星流出；2. 为使中子星不带电，假定由中子星流出的电流经过某种方式再回到中子星。

加速电场由沿磁力线向外流动的电荷密度与 GJ 模型值的偏离给出，由此将开放磁力线区域分成 favorable 和 unfavorable 两个区域，前者对辐射有贡献。在 Slot gap 中 $E_{\parallel} \neq 0$ ，粒子被加速并产生 γ 光子，但受 γ 光子产生正负电子对自由程的限制，在 gap 区域内不产生电子对，电子对产生于 PFF（电子对产生前沿）线以内。见图 8.9。

这个模型假定正负电荷都可以自由地、不断地由中子星稳定地流出，并未涉及使电流流出的具体机制。对磁轴与自转轴“平行”或“反平行”两种情形都实用。

6.6 BGI 模型

Beskin *et al.* (1988) 详细分析了沿弯曲磁力线运动的相对论性电子、正电子等离子体振荡的激发、稳定性及其传播。他们发现相对论性 e^{\pm} 等离子体流在脉冲星磁层中会激发不稳定的振荡

模式，并由非线性过程转变为能由脉冲星磁层中传播出来的横电磁波，即我们观测到的电磁辐射。文献将这一理论称之为 BGI 模型。BGI 模型的基本假定为：脉冲星磁层中有恒定的相对论性电子、正电子等离子体由开放磁力线流出。

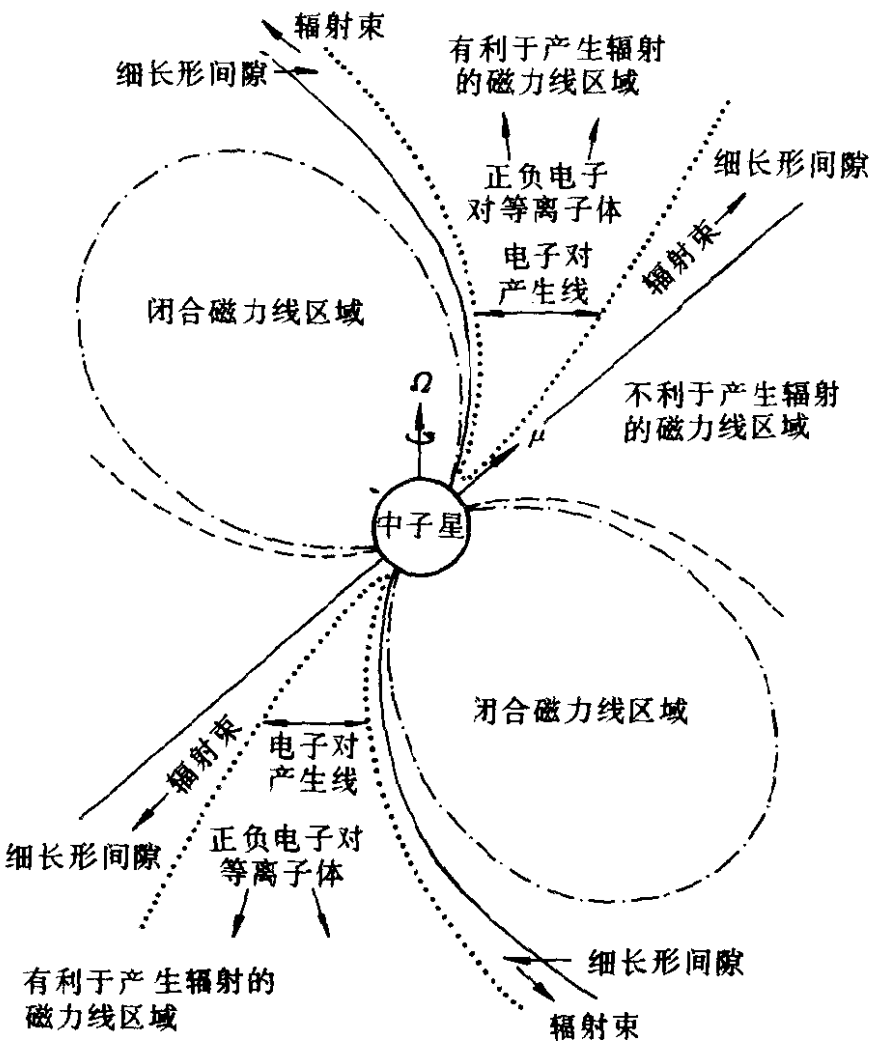


图 8.9 Slot gap 模型中辐射区的位形。在 Slot gap 中 $E_{11} \neq 0$ ，在电子对产生线 (PFF) 以内 $E_{11} = 0$ (Arons, 1983)

BGI 模型中参数 $Q = 2P^{1.1} \dot{P}_{-15}^{-0.4}$ 很重要。 P 为脉冲星周期， \dot{P} 为脉冲周期对时间的导数，单位为 s 。 $\dot{P}_{-15} = \dot{P} / 10^{-15} s \cdot s^{-1}$ 。 $Q > 1$ 和 $Q < 1$ 的脉冲星的辐射束形状不同，如图 8.10 所示。观测者视线与磁轴之间夹角不同时，能给出不同的脉冲剖面。值得指出的是：(1) 辐射束的中心部分仍然是空心的；(2) 对同一颗脉冲星而言，不能给出观测到的脉冲剖面随频率的变化。

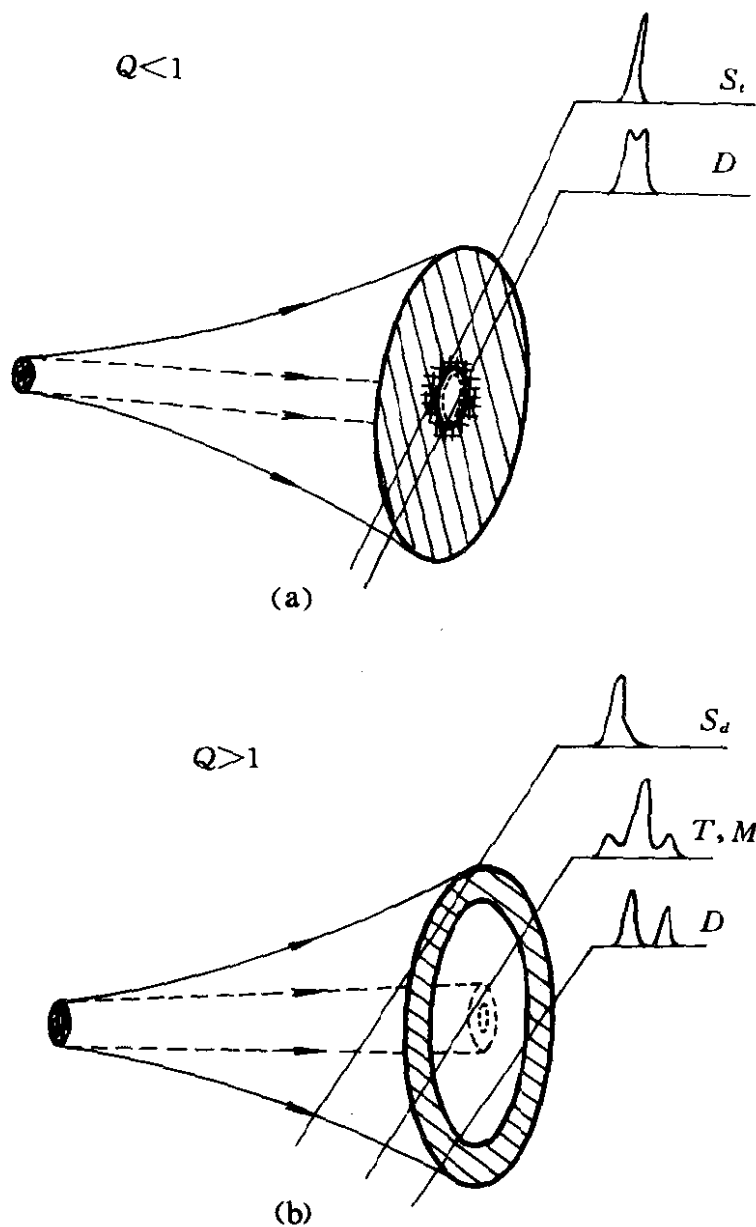


图 8.10 BGI 模型中的辐射束形状. $Q=2P^{1.1}\dot{P}^{-0.4}$.

图中脉冲形状分类见 5.4 节.

6.7 WWC 模型

Wang, Wu & Chen (1988, 1989) 指出, 在中子星磁层中存在一稀薄的等离子体包层, 当内 gap 产生的高能粒子穿过此等离子体包层时, 能激发某些等离子体不稳定性, 例如 Cerenkov 和电子回旋 Maser 不稳定性, 导致 $\omega \geq \omega_{pe}$ 的波被直接放大 (ω_{pe} 是等离

子体频率)。这种辐射机制有以下特性:

- (1) 辐射是相干的, 因而可以解释极高的亮温度.
- (2) 不稳定性增长率在磁轴附近最强, 随离磁轴距离的增加而减少, 因而形成极冠区附近的中心辐射.
- (3) 这种被 Cerenkov 不稳定性激发的波显示很强的圆偏振, 和中心束辐射的观测一致.
- (4) 辐射不仅和高能正电子的密度有关, 还和背景等离子体密度有关. 当背景等离子体密度低时 ($10^8/\text{cm}^3$) 其辐射较弱. PSR0525+21 观测者视线靠近磁轴, 但它的累积脉冲不是三峰而是双峰, 可能和背景等离子体密度低有关 (该脉冲星脉冲周期较长, $P=3.745\text{s}$).

最近 Zhu *et al.* (1993) 改进了上述工作, 认为沿磁力线方向直接放大的电磁波是由高能正电子激发的“哨声”模沿磁力线向外传播.

6.8 逆康普顿散射 (ICS) 模型

(1) 逆康普顿散射模型 (Qiao, 1988a, b, 1992) 的基本出发点为: 1) 存在内 gap 及其火花放电产生的低频电磁波. 2) 脉冲星具有偶极磁场. 观测到的射电辐射是上述低频光子与内 gap 中加速出来的高能粒子的逆康普顿散射产生的.

中子星表面附近的热光子和高能粒子的逆康普顿散射 (ICS) 是产生高能光子的极有效的机制. 在这种机制作用下, gap 的高度, gap 内的电势, 粒子的相对论因子都会受到限制. 这就避免了中子星表面束缚能不足的困难, 从而可以形成 gap. 这一点很重要, 这既是 RS 模型的困难, 又是克服其困难的突破口. 脉冲星发现后, 逆康普顿辐射机制曾受到广泛重视, 但普遍认为散射截面太小, 作用不大. Blandford *et al.* (1976) 计算了中子星表面附近的热光子与高能粒子间的逆康普顿散射, 结论是这种散射的影响不重要. Herold (1979) 首先在磁场接近于临界磁场的情形下进行了相对论量子力学处理, 得出了 Thomson 和 Compton 散射截面

表达式. Xia *et al.* (1985) 首先在 Herold 工作的基础上, 进行了强磁场中逆康普顿散射的计算, 最先证明: 1) 强磁场中在谐振频率附近, 逆康普顿散射截面很大, 强磁场中逆康普顿散射是高能光子产生的重要机制; 2) 强磁场中逆康普顿散射机制是高能粒子能量损失的重要机制. 当中子星表面温度 $T \sim 10^7 \text{K}$ 时, 热光子与高能粒子间的逆康普顿散射, 限制高能粒子获得更高的能量, 相对论因子限制在 $\gamma \approx 10^2$ 左右. 因为粒子损失的能量与其从 gap 电势中获得的能量相当, 不能再加速. 前一节中提到许多作者的计算证实了上述结论. 例如 DH89 指出 XQWH85 得出的两个重要结论将极大地影响散射光子的谱分布、角分布和偏振特性. 他们还发现, 无磁场的情况下, 仅当中子星表面温度高 ($T \sim 3 \times 10^6 \text{K}$) 时, 逆康普顿散射产生的粒子的能量损失才是重要的. 但当存在强磁场时, 谐振散射极大地增加了高能粒子的能量损失率, 以致在更低的温度下, 这种散射都很有效. BGT92 则给出更明确的结果, γ 因子被限制在 10^2 左右.

(2) ICS 模型已经和可望得到的结果

1) 中心辐射束及环绕它的空心辐射锥

图 8.11 给出 ICS 模型关于辐射束的计算结果 (Q92, Qiao & lin, 1993), 与观测得到的辐射束的图象 (见图 8.4) 十分相似: 中心辐射束和环绕它的两个空心辐射锥. R93 指出, 尚不清楚为什么有的脉冲星只有一个内锥, 而有的则既有内锥又有外锥. 从统计上说两者的区别仅在于脉冲周期的不同: 仅有内锥的脉冲星周期较短, 而具有外锥的脉冲星周期较长, 具有五峰的脉冲星介于其间. 这正是 ICS 模型计算的结果 (Q92).

2) 辐射束随观测频率的变化

由模型计算 (Q92) 和实测 (WXR92) 得出的观测频率 f 和视线与磁轴之间夹角 θ 的关系分别示于图 8.11 和图 8.12. 可以看出, 观测与理论计算结果是多么一致. 顺便提一下, 图 8.11 和图 8.12 是在各自的独立研究中得到的, 其一致性是偶然发现的.

3) 脉冲剖面随观测频率的变化

利用图 8.11 可以求出各种可能的脉冲剖面及其随观测频率的变化关系 (Q92). 值得指出的是, 绝大多数脉冲剖面不能由 RS 等模型给出, 但可以由 ICS 模型算出. 例如 PSR1237+25 有五个峰, 包含中心辐射束、外锥、内锥; PSR1503+55 高频上呈现双峰, 但 PSR0809+74 则在低频上呈现双峰; PSR1642-03 高频上中心束变窄, 但在其两边出现旁瓣, 等等.

4) 产生各种辐射成分的高度

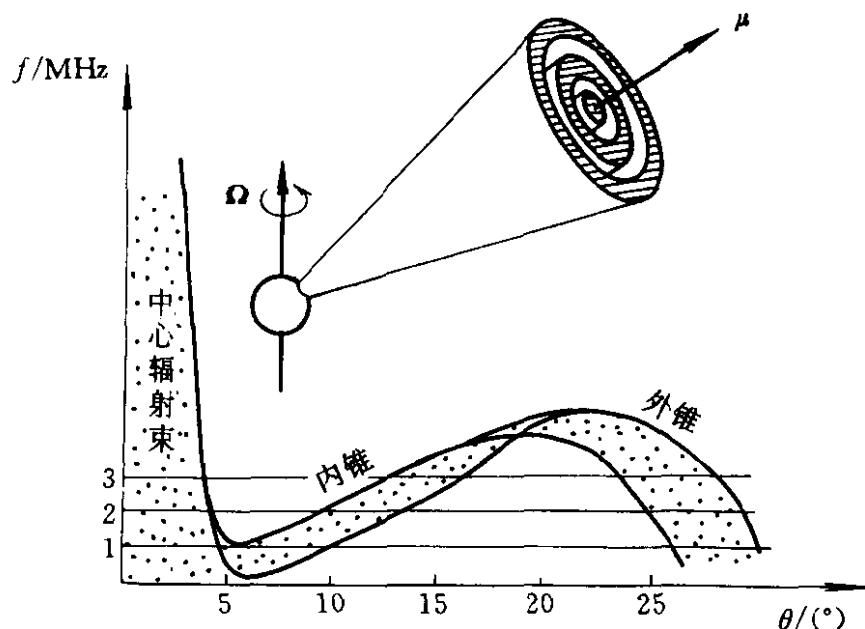


图 8.11 ICS 模型中的辐射束形状,

图中 f 为观测频率 θ 为视线与磁轴之间的夹角

观测表明, 中心辐射束产生于靠近中子星表面的磁轴附近, 内锥产生于稍高的地方, 外锥产生的地方离中子星最远. R93 指出, 最重要而尚未回答的问题是为什么内锥和外锥都产生于一相同的磁力线上, 而两者的高度又不相同. ICS 模型能自然得出这一结果 (QL93).

5) 几种辐射成分相对于辐射束中心的偏离

由于辐射束来自不同的高度, 光行差和延迟效应会影响到各辐射束之间的相对位置. 中心辐射束偏向辐射束的后缘. McCul-

loch (1992) 研究了 20 颗脉冲星, 发现许多脉冲星中心束偏向脉冲剖面的尾部, 无一例外, 与 ICS 模型的计算完全一致 (QL93).

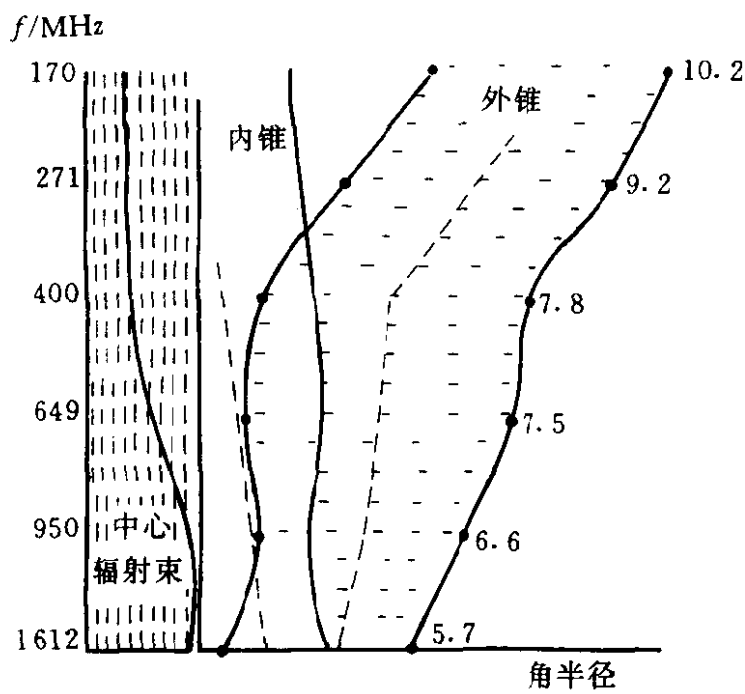


图 8.12 由观测得到的 PSR1451-68 的辐射束随观测频率的变化 (WXR, 1992). 图中横轴为 θ , 纵轴为 f ; 含义与图 8.11 相同, 但 f 向下增加, 与图 8.11 相反

6) 其它, 例如偏振特性等, 在 ICS 模型中也是很自然的结果. ICS 模型仅是涉及中心辐射束的几种理论之一. 从上面的介绍中有可能看出: 尽管脉冲星的观测十分丰富, 观测上的限制很多, 但建立一个能说明主要观测事实的模型的前景还是很乐观的.

7. 结束语

在未来的十年中, 可望达到或值得探索的问题是:

1. 发现更多的毫秒脉冲星和球状星团脉冲星;
2. 发现轨道周期更短和更长的双星系统以及更多的伴有行星的脉冲星系统.
3. 发现更多的适合引力辐射及强引力场理论检验的脉冲星双星系统.

上述三项都与观测技术密切相联系。例如轨道周期短的脉冲双星由于轨道运动改变了脉冲周期,增加了在信号搜寻中的困难。新技术的发展可望在“timing”观测技术上有所改善。

4. 理论上的突破

无论从现在流行的理论与观测之间存在的矛盾看,还是从理论上的积累来看,都预期着新的、能与观测更好地结合的理论的诞生。脉冲星发现后不久,我国天体物理学家已介入前沿性工作(例如曲钦岳等,1976)。当前我国有几个组在各自的方向上进行探索,我国科学工作者可望能在新的突破中抓住机遇,作出自己的贡献。

5. 能发现脉冲星与黑洞组成的“双星”系统吗?

脉冲星的研究中已经观测到由两个中子星组成的双星系统,也观测到了中子星与大质量伴星组成的双星系统。可望存在中子星与黑洞组成的双星系统。由于脉冲星测量精度很高,有利于对伴星质量的测定和黑洞的寻找。许多学者指出,可望在近期内发现脉冲星与黑洞组成的系统,世界上几个组正紧张地进行搜寻。我国科学工作者应抓紧时机参与这一竞争。

6. 从观测上能判断磁轴与自转轴的“平行”和“反平行”(指有平行分量和反平行分量)吗?迄今的观测没有明显地表现出上述不同,是它们中的一类不发射可观测到的脉冲信号呢,还是观测上区分不出来?观测上对这个问题的回答,会对现有理论提供重要的判别。

参 考 文 献

- [1] Arons J. Pair creation above pulsar polar caps: Geometrical structure and energetics of slot gaps. *Ap. J.*, 1983, 226 : 215
- [2] Arons J., & Scharlemann, E. T. Pair formation above pulsar polar caps: Structure of the low altitude acceleration zone. *Ap. J.*, 1979, 231 : 852
- [3] Barne F. A. *Ap.* 1988. 203 : 332.

- [4] Baym F. , Pethick C. , & Pines D. Electrical conductivity of neutron star matter. *Nature*, 1969, 224 : 673
- [5] Bednarek W. , Cremonesi D. , & Terves A. On the 440 keV line in the Crab Nebula Pulsar. *Ap. J*, 1992, 390 : 489
- [6] Beskin V S, Gurevich A V, & Istomin Y N. Theory of radio emission of pulsars. *Ap. Space Sci*, 1988, 146 : 401, (BGT88)
- [7] Bhattacharrya D. The evolution of the magnetic feilds of neutron stars. in: T. H. Hankins, J. M. Rankin, and A. J. Gil. eds. "The magnetospheric stucture and emission mechanisims of radio pulsars" (MSEMRP), Poland: Pedagogical University Press. 1992. 27 (B92)
- [8] Biggs J D. An analysis of pulsar nulling statistics. in: Hankins T H. Rankin J M and Gil A J eds. MSEMRS. Poland: Pedagogical University Press. 1992. 265
- [9] Bisnovatyi-Kogan G S & Komberg B V. *Sov. Astron*, 1967, 18 : 217
- [10] Blandford R D & Scharlemann E T. On the scattering and absorpotion of electromagnetic radiation within pulsar magnetoshpere. *MN*, 1976, 174 : 59
- [11] Candy B N & Blair P G. The evolution of radio pulsars, *Ap. J*, 1986, 307 : 535
- [12] Chang S K, Ho C & Rudermann M A. Energetic radiation from rapidly spinning pulsars: I. Vela and Crab. *Ap. J*, 1986, 300 : 500
- [13] Chanmugam G. *Ann, Rev. A. Ap.* 1992, 30 : 143.
- [14] Chou C K & Chen H H. Stokes parameters for thomson scattering in a strong magnetic field with radiation damping. *Ap. Space Sci*, 1990, 174 : 217
- [15] Cordes J M. in: Hankins T H, Rankin J M and Gil A J eds. MSEMRS. Poland: Pedagogical University Press. 1992. 253
- [16] Daugherty J K & Harding A K. Comptonization of thermal photons by electron beams. *Ap. J*, 1989, 336 : 861, (DH89)
- [17] de Jager E G, Et al. *Ap. J.* 1988, 215 : 291.
- [18] Demianski M & Proszynski M. Does PSR 0329+54 have companions. *Nature*, 282 : 383.

- [19] Finly et al. , ROSAT observations of PSR 0656+14: a pulsating and cooling Neutron star. *Ap. J.* , 1992, 394 : L21.
- [20] Goldreich P & Julian W H. Pulsar electrodynamics. *Ap. J.* , 1969, 157 : 869
- [21] Gunn J E & Ostriker J P. On, the nature of pulsars: III. Analysis of observations. *Ap. J.* , 1970, 160 : 979, (G070)
- [22] Guseinov O M & Yusifov I M. General Track of Pulsar evolution. *Ap. Space Sci.* 1983, 94 : 249.
- [23] Guseinov O M & Yusifov I M. Pulsar beam orientation. *Sov, Astron.* , 1985, 29 : 136
- [24] Henrichs H F & van der Heuvel E P J. The millisecond pulsar formed from coalescence of a close neutron star binary?. *Nature*, 1983, 303 : 213.
- [25] Herold H. Compton and Thomson scattering in strong magnetic fields. *Phys. Rev*, 1979, D, 19, 2868
- [26] 黄克谅, 彭秋和, 何香涛等, 脉冲星的分布与产生率. *天文学报*, 1980, 21 : 237.
- [27] Huang J H, Huang K L & Peng Q H. Two type of pulsars. *A. Ap.* , 1985, 148 : 391.
- [28] Huang K L, Huang J H & Peng Q H. $|Z|$ distribution and age of pulsars. *Ap.* 1985, 152 : 89.
- [29] Huang J H, Lingenfelter R E, Peng Q H. et al. 1982, *A. Ap.* 113, 9.
- [30] Huang J H, Huang K L & Peng Q H. Pulsar statistics and two types of pulsars. *A. Ap.* , 1983, 117 : 205.
- [31] Hulse R A & Taylor J H. A high-sensitivity pulsar survey. *A Ap. J.* , 1974, 191 : L59.
- [32] Illarionov A F & Sunyaev R A. Why the number of Galactic x-ray stars is so small?. *A. Ap.* , 1975, 39 : 185. (IS75)
- [33] Johnston S, Manchester R N, Lyne A G. et al. PSR 1259—63: A binary radio pulsar with a Be star companion. *Ap. J.* , 1992, 387 : L37
- [34] Jones P B. The elliptical cross section and linear polarization of pulsar

radio beams. *Ap. J*, 1980, 236 : 661

- [35] Kossl D, Wollf R G, Moller E et al. , Density functional calucations in strong megnetic fields: The ground stare properties of atoms. 1988, *A. Ap.* , 205, 347.
- [36] Kulkarni S R. Optical identification of binary pulsars: Implications for magnetic field decay in neutron stars. *Ap. J*, 1986, 306 : L85
- [37] Kuzmin A D & Wu X J. Secular evalution of the period and inclination of the magnetic to rotation axis and recycled. *Ap. Space Sci.* 1992, 190 : 209.
- [38] 李启斌. X 射线脉冲星辐射束的摆动. 北京天文台台刊, 1983a, 5 : 30
- [39] 李启斌. 毫秒脉冲星. 天文学进展, 1983b, 1 : 29
- [40] 李启斌. 毫秒脉冲星研究近况. 北京天文台台刊, 1984, 7 : 1
- [41] 李启斌. X 射线脉冲星辐射束的摆动 I. 毫秒脉冲星的加速, 北京天文台台刊, 10 : 1
- [42] 李宗云、丁月娥. 冲星的分类. 中国科学, 1991, 7 : 752
- [43] Lu T. *Proc. 5th Grossmann Meeting.* 1988,
- [44] Lu T. *Proc. workshop on 'High Energy Astroph.'* 1993,
- [45] 陆埏. 天文学进展. 1988, 6 : 265
- [46] Lu T & Shi T Y. Gamma-ray emission from pulsars and Hardee mechanism. *A. Ap.* , 1990, 231 : L7,
- [47] Luo L F, Yang G C & Lu T. *A. Ap.* , 1993
- [48] Lyne A G, Anderson B & Sater M J. The proper motion of 26 pulsars. *MN*, 1982, 201 : 502, (LAS82)
- [49] Lyne A G & Manchester R N. The shape of pulsar radio beams. *MN*, 1988, 234 : 477, (LM88)
- [50] Lyne A G & Smith F G. *Pulsar Astronomy.* New York: Cambridge Universiy Press, 1990, (LS90)
- [51] Ma Y Q, Lu T, Yu K N, Yong E C M. *IAUC.* 1991, No, 5316.
- [52] Ma Y Q, Lu T, Yu K N, Yong E C M. Possible discovery of three γ -ray pulsars. *Ap. Space Sci.* , 1993, 201 : 113.
- [53] Malov I F. On the two pulsar types. *Sov. Astron*, 1985, 29 : 144
- [54] Malov I F. Two type of pulsars. *Austr. J. Phys*, 1987, 40 : 371

- [55] Mao X J & Tong Y, The nonlinear dispersion relational solution in the magnetosphere of a pulsar. *Ap. Space Sci.*, 1986, 124 : 187.
- [56] Mao X J & Tong Y. The current sheets in the magnetosphere of a pulsar. *Ap. Space Sci.*, 1987, 132 : 201.
- [57] McCulloch P M. Closing comments; observations. in : Hankins T H, Rankin J M and Gil A J eds. *MSEMRS. Poland; Pedagogical University Press.* 1992. 410
- [58] Michel F C & Dessler A J. Pulsar disk systems. *Ap. J*, 1981, 251 : 654
- [59] Michel F C. 'Theory of Neutron Star Magnetospheres' Chicago: The University of Chicago Press. 1990.
- [60] Manchester R N & Taylor J H. Pulsars. San Francisco; freeman. 1977.
- [61] Narayan R and Vivekanand M. Evidence for evolving elongated pulsar beams. *A. Ap.* 1983, 122 : 45
- [62] Ostriker J P & Gunn J E. On the nature of pulsars; I. Theory. *Ap. J.* 157 : 1395
- [63] Peng Q H, Huang K L & Huang J H. 1982, *A. Ap.*, 107, 258.
- [64] Phinney E S, Evans C R, Blandford R D et al. A blating dwarf model for elipsing millisecond pulsar 11957+20. *Nature*, 1968, 333 : 832.
- [65] Pineault S. *Ap. J*, 1986, 301 : 145.
- [66] Preece R D & Harding A K. Resonant Compton cooling and annihilation line production in gamma-ray bursts. *Ap. J.* 1992, 385 : 308
- [67] Proszynski M & Przybycien D F. Pulsar statistics; a study of pulsar luminosities. in Reynolds, S. P. and Stinebring, D. R. eds. 'Millisecond Pulsars'. Green Bank; NRAO. 1984. 151
- [68] 乔国俊、杨海寿、吴鑫基等. 关于中子星辐射部位的探讨. *天文学报*, 1979, 20 : 380
- [69] 乔国俊、吴鑫基、夏晓阳. 脉冲星演化的一种可能方式. *天体物理学报*, 1982, 2 : 35
- [70] 乔国俊、吴鑫基. 脉冲星磁倾角演化的几何研究. *天体物理学报*. 1983, 3 : 9
- [71] 乔国俊、吴鑫基、张汉、夏晓阳. 脉冲星制动指数的一些讨论. *科学通*

报, 1985, 30 : 36

- [72] Qiao G J & Wu X J. A statistical study of pulsar rotational braking in Yang, et al eds. *High Energy Astroph.* 1983. 24
- [73] 乔国俊、吴鑫基、鲍威等. 强磁场中的逆 Compton 散射和 Crab Pulsar 的光学辐射. *中国科学*, 1986, 7 : 732
- [74] Qiao G J. A mechanism for core emission of pulsars. *Vistas in Astron.* 1988, 31 : 393
- [75] Qiao G J. Inverse Compton scattering (ICS) plays an important role in pulsar emission. in Borner, G. ed. *High Energy Astrophs.* New York : Springer-Verlag. 1988, 88
- [76] Qiao G J. The radiation beams and pulse profiles of pulsars in an Inverse Compton Scattering (ICS) model, in: T. H. Hankins, J. M. Rankin, and A. J. Gil. eds. *MSEMRS.* Poland: Pedagogical University Press. 1992. 238 (Q92)
- [77] Qiao G J, Li C G & Li M. The locations of the core and conal emission regions in an Inverse Compton Scattering model, in: Hankins T H Rankin J M and Gil A J eds. *MSEMRS.* Poland: Pedagogical University Press. 1992. 242
- [78] Qiao G J & Lin W P. Emission beams of radio pulsars in ICS model. *北京天文学会文集*, 1993, 18, (QL93)
- [79] 曲钦岳、汪珍如、陆垓等. 脉冲星的统计分析 with JP 1953. *科学通报*, 1976, 21 : 176.
- [80] 曲钦岳、汪珍如、陆垓等 1976, *天文学报*, 18, 138.
- [81] 曲钦岳、汪珍如、张和祺, 武仙座 X-1 的硬 X 射线谱线. *天文学报*, 1980, 21 : 180.
- [82] Radhakrishnan V & Rankin J M. Toward an empirical theory of pulsar emission; V. On the circular polarization in pulsar radiation. *Ap. J*, 352 : 258, (RR93)
- [83] Rankin J M. Toward an empirical theory of pulsar emission; I. Morphological taxonomy. *Ap. J.* 1983a, 274 : 333 (R83)
- [84] Rankin J M. Toward an empirical theory of pulsar emission; III. Mode changing, drifting subpulse and pulse nulling. *Ap. J*, 1986, 301 : 901,

(R86)

- [85] Rankin J M. Toward an empirical theory of pulsar emission: IV. Geometry of the core emission region. *Ap. J.* 1990, 352 : 247, (R90)
- [86] Rankin J M. Toward an empirical theory of pulsar emission: V. The geometry of the conal emission region. *Ap. J.*, 1993, 405 : 285, (R93)
- [87] Ruderman M A. Matters in superstrong magnetic fields: The surface of a neutron star. *Phys Rev. Lett*, 1971, 27 : 1306
- [88] Ruderman M A & Sutherland P G. Theory of pulsars: Pole gaps, and sparks, and coherent microwave radiation. *Ap. J.* 1975, 196 : 51
- [89] Sturrock P A. A model of pulsars. *Ap. J.* 1971, 164 : 529, (S71)
- [90] Sutherland P G. Pulsar radiation. *Fundamentals of Cosmic Phys*, 1979, 4 : 95
- [91] Taylor J H & Stinebring D R. Recent progress in the understanding of pulsars. *Ann. Rev. A. Ap*, 1986, 24 : 285
- [92] Taylor J H, Manchester R N & Lyne A G. Catalog of 558 pulsars. *Ap. J. Suppl.* 1993, 88 : 529, (TML93)
- [93] Taylor J H. et al. *Nature*. 1992, 355 : 132.
- [94] Tong Y & Li Z Y. in: Hankins T H Rankin J M and Gil A J eds. *MSEMRs*. Poland: Pedagogical University Press. 1992. 114
- [95] van der Heuvel E P J, J A van Paradijs, E R Taam R Evidence for an asymptotic lower limit to the surface dipole magnetic strengths of neutron stars. *Nature*, 1986, 322 : 153.
- [96] van Ommen T D. Ph. D. Thesis. 1992.
- [97] Vivekanand M & Narayan R. A new look at pulsar statistics birth rate and evidence for injection. *J. Ap. A.* 1981, 2 : 315
- [98] Vitello P & Dermer V D. A theory of gamma-ray bursts on resonant Compton scattering. *Ap. J.* 1991, 374 : 668
- [99] Wang D Y, Wu X J & Cheng H. A possible mechanism for core emission from radio pulsars. *Vistas in Astron.* 1988, 31 : 399
- [100] Wang D Y, Wu X J & Cheng H. , A collective radiation mechanism for the core emission of pulsars. *Ap. Space Sci*, 1989, 161 : 271.

- [101] 汪珍如, RS 模型和射电脉冲双星. 科学通报, 1982, 27 : 736
- [102] 汪珍如, 初一. 脉冲星射电辐射特性和磁倾角. 天文学报, 1981, 22 : 69.
- [103] 汪珍如, 初一. 缺脉冲现象显著的脉冲星的若干特性. 天文学报, 1981, 22 : 191.
- [104] 汪珍如、曲钦岳、陆垓等. 脉冲星射电光度的统计分析. 天文学报, 1979, 20 : 199.
- [105] Wolszan A & Fail D A. Nature, 1992, 355 : 145.
- [106] Wu X J, Kuzmin A D & He L S. Proceedings of 3ed Chinese Academic of Sciences and Max-Planck Society Workshop. 1991, 129
- [107] Wu X J, Manchester R N, Lyne A G et al. Mean pulse polarization of southern pulsars at 1560 Mhz. MN, 1993, 261 : 630
- [108] Wu X J, Qiao G J, Xia X Y et al. Ap. Space Sci, 1986, 119 : 101
- [109] 吴鑫基、乔国俊、夏晓阳. 脉冲星线偏振位置角特性的几何研究. 科学通报, 1983, 21 : 1298
- [110] 吴鑫基、杨海寿、乔国俊等. 脉冲星的一种分类方法及辐射部位的统计研究. 天文学报, 1979, 20 : 224
- [111] 吴鑫基、乔国俊、夏晓阳. 脉冲星某些重要参数的估计和 RS 空心辐射束理论的观测比对. 天文学报, 1985, 26 : 69
- [112] 吴鑫基、乔国俊、董子文等. 脉冲星的空间分部、光度函数和束因子的讨论, 北京天文台台刊, 1984, 7 : 6
- [113] Wu X J, Xu W & Rankin J M. in: Hankins T H Rankin J M and Gil A J eds. MSEMRS. Poland: Pedagogical University Press. 1992. 172, (WXR92)
- [114] 吴鑫基、沈泽新. 脉冲星辐射锥截面是椭圆形的吗?. 科学通报, 1988, 20 : 1567.
- [115] Wu X J. 波兰脉冲星会议邀请报告. 1993
- [116] Xia X Y, Qiao G J, Wu X J et al. Inverse Compton scatterin in strong magnetic fields and its possible application to pulsar emission. A. Ap, 1985, 152 : 93, (XQWH85)
- [117] 夏晓阳、乔国俊、吴鑫基. 强磁场中逆 Compton 散射的偏振特性. 天体物理学报, 1986, 6 : 160

- [118] Xu W & Wu X J. The K parameter and evolution of the radio pulsars, Ap. J. , 380 : 550.
- [119] 杨焕旺、梁绍荣. 脉冲星的非共转模型. 天体物理学报, 1988, 8 : 14.
- [120] Zhang C M, Yang G C, Chen F P et al. GRG, 1992, 24 : 359.
- [121] Zhao Y H, Lu T, Huang K L, Lu J L. et al. A. AP. 1989, 223 : 147.
- [122] 赵永恒、黄克谅. 脉冲星在银河系 Z 方向上的演化. 天体物理学报, 1992, 12 : 302.
- [123] 竺煜东、乔国俊, 1989, 中国科学, No. 7, 732. 567

九、超新星：观测和理论

李宗伟 李卫东

(北京师范大学天文系)

超新星是最激烈的天体物理现象之一，从观测角度来说超新星是罕见的现象，它本身是极富有挑战性的现代天体物理课题。

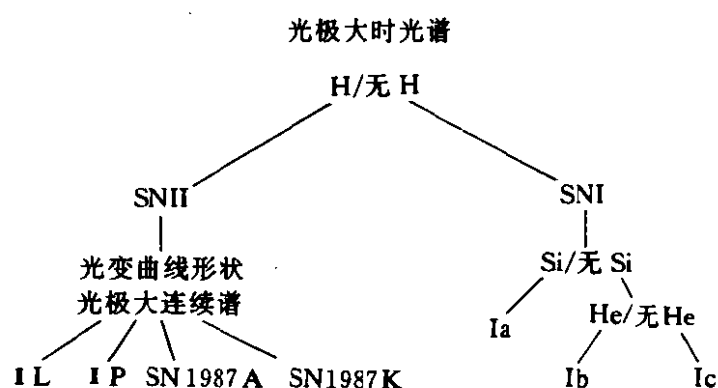
为什么人们那么关注超新星爆发呢？首先它不断呈现新的不寻常的现象，出现很多新颖的事件从而引起新的看法和观点。其次，超新星因其光度大，可在遥远的星系中被发现，是非常激烈且释放巨大能量的壮观景象，现代天体物理中许多科学问题涉及到它。研究超新星爆发的关键问题是它的爆发机制或它的物理机制。爆发使我们可对恒星作解剖，并检验爆发时发生于恒星内部的情况。超新星爆发对现代物理学亦是很重要的，因为超新星爆发时发生元素的核合成，产生宇宙线。解决它爆发的问题要涉及一些物理分支学科：气体动力学，爆炸和燃烧物理学，核物理学，引力理论及其他基本相互作用等。

随着 SN1987A 和 SN1993J 的发现，超新星的研究热潮不断高涨，以此为主题的国际学术会议非常频繁，科学论文日益俱增，本文仅概述最近有关超新星研究的观测和理论问题，详情参见新出版的专著和综述文章^{[1]—[13]}。

1. 分类及前身星

1.1 分类

虽然每个超新星都有与其他超新星不同的地方，但总的超新星却存在着一个分类的框架。分类的依据是超新星的光谱和光变曲线（见图 9.1）^[2]。



晚期~6个月(超星云)

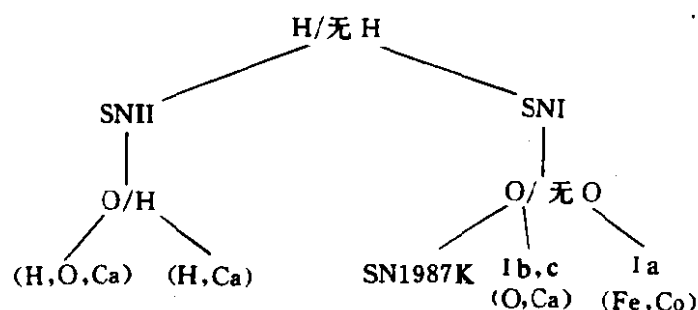


图 9.1 超新星的分类框架

根据超新星在光极大时的光谱可以把它分为 I 型和 II 型。凡是在光极大光谱中有 H 线的被称为 II 型超新星，而没有 H 线的则称为 I 型超新星。

II 型超新星又可以根据其光变曲线的形状分为更细的次类。在光变曲线的光极大后有一个明显的平台阶段的超新星被称为 SN II-P，而在光极大后几乎线性衰减的超新星被称为 SN II-L。SN1987A 的出现又给 I 型超新星加入了一个新的分类。由于 SN1987A 的前身星是一个蓝超巨星而使其光变曲线与众不同。

I 型超新星则可根据其光极大时的光谱进一步分类。分类的关键是是否有 6150 \AA 处的被认为是 Si II 的强吸收线（见图 9.2）^[2]。SNIa 显示出这个强的 Si II 吸收线，没有这个强吸收线的超新星又根据其光谱中是否有强的 He I 线而分开。光谱中有 He I 线，尤其是 He I $\lambda 5876$ 线的是 Ib 超新星，光谱中无 He I 线或只

有很弱的 He I 线的被称为 I c 超新星.

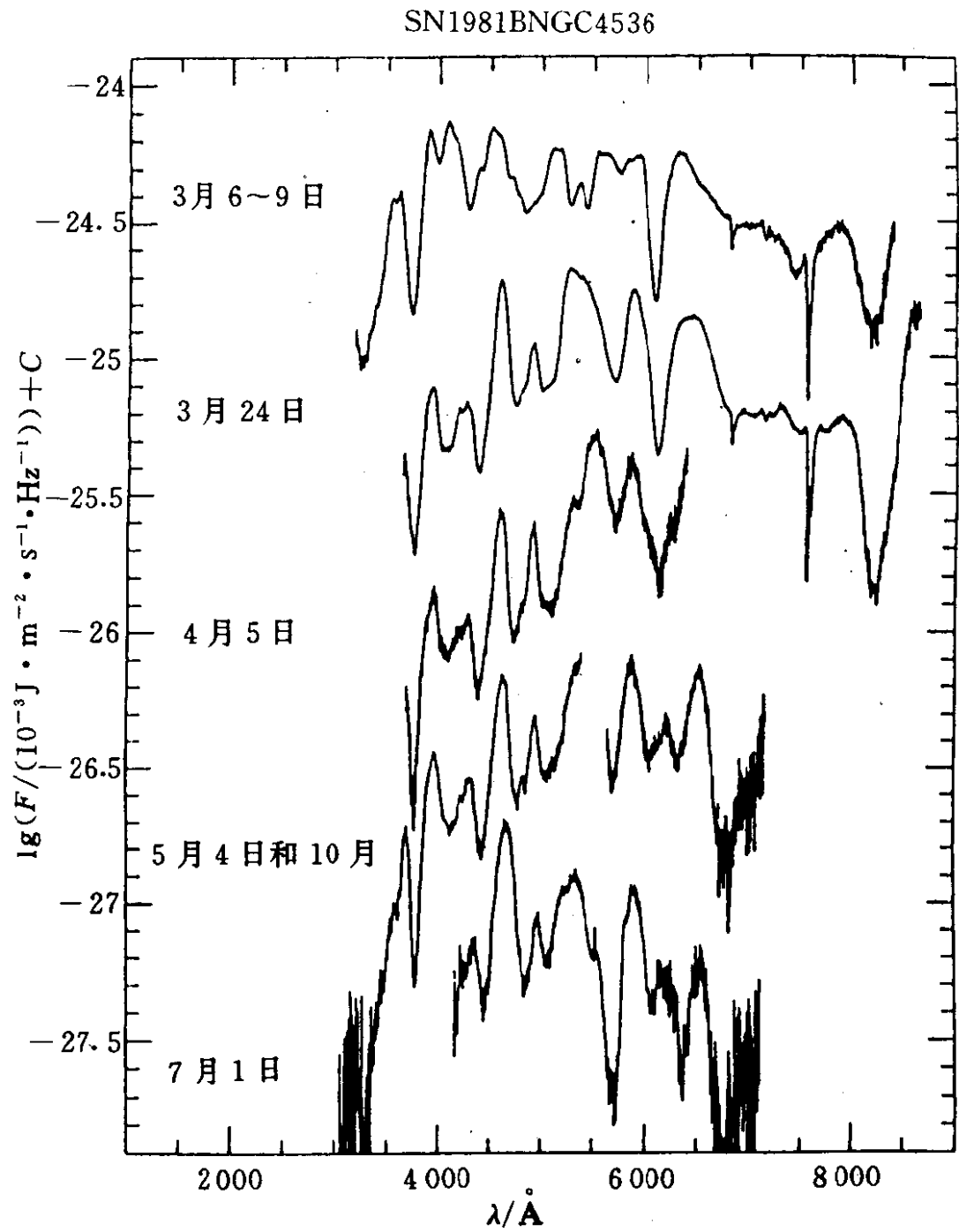


图 9.2 SN I a 的光谱

晚期星云光谱也可以作为分类的依据. 光极大后 6 个月, 超新星的光球退缩了, 密度下降, 光谱以星云发射线为主. II 型超新星依然显示出强的 Balmer 谱线发射. 一些 SN II 显示出强的 [O I] 线, 特别是 [O I] λ 6 300, 6 364 双线, 还有 Ca II 的允许

510

线及禁线,而其他一些 SN II 则以 H 和 Ca 的发射线为主,而只有较弱的 [O I] 线,这个区别是否代表了一个物理性质的不同以及它是否与 II-L, II-P 的分类相关还不太清楚.

I 型超新星的星云光谱也存在极大的不同. SN Ia 有强的 [Fe II], [Fe III] 发射线,还有 Ca II 的吸收线但无明显的 O 线. 而 SN Ib 则显示强的 [O I] λ 6 300, 6 364 双线及 Ca, [Mg I] λ 4 562 发射线. SN Ib 与 SN Ic 的星云光谱非常相似.

分类的其他依据还包括射电、紫外及红外波段. 目前只从 II-P, II-L, SN1987A 和 Ib 超新星上探测到了射电辐射. 在紫外波段,大多 II 型超新星显示一个普朗克式谱而 SN Ia/SN Ib 则有一个明显的紫外亏,非常奇怪的是 SN1987A 显示出一个与 SN Ia/SN Ib 相似的紫外谱,紫外谱可能含有超新星的抛射物 (ejecta) 与环星星云相互作用的信息,并与前身星的相对致密性有关.

不同的 I 型超新星的红外行为也不同. Ia 型超新星在光学光极大后大约 20d 在其 J、K 波段光变曲线上显示出一个明显的低谷,而 Ib 超新星中则不出现这个低谷.

对超新星分类的框架的主要的挑战来自于被 Filippenko^[14] 仔细研究过的 SN1987K 和最近引起轰动的 SN1993J. 在光极大时, SN1987K 显示出一个在 6 300 Å 附近很强的 P-Cygni 谱线可能是 H α . 因此被证认为 SN II, 4 个月以后 SN1987K 处于星云阶段时没有了 H 的谱线,其光谱与 SN Ib/SN Ic 的非常相似. SN1993J 存在同样的问题,在光极大时的光谱中有明显的 H α 线,但几个月后其光谱与 SN Ib/SN Ic 有些类似. 因而 SN1987K 和 SN1993J 处于超新星分类框架的什么位置是一个令人迷惑的问题,有人把他们称为 “SN II b”^[13], 但显然这是一个有争议的且等待回答的问题.

1.2 前身星

超新星来自于它的前身星,因此它的各种表现如光变曲线、光

谱、红外、射电等都与它的前身星有密不可分的联系。超新星的热光变曲线取决于其前身星的半径、喷射物质的质量和动能、喷射的放射性 ^{56}Ni 的质量等，而其光谱则取决于喷射物质的化学组成和喷射速度，超新星的其他观测现象如射电、红外、紫外及 X、 γ 射线都取决于超新星前身星或它的伴星上以恒星风形式产生的环星球壳的状态，尤其是环星物质的密度。

我们可以把前身星分为三个部分来讨论^[2]：(1) 单星，(2) 双 He 星，(3) 吸积白矮星。前身星对超新星的各种观测结果影响最大的是超新星前身星的核和包层的状态，爆发机制以及环星物质的密度。对于吸积白矮星、白矮星的质量和组成、吸积率、吸积物质的组成都是很重要的：

(1) 单星

目前对单星的演化框架可以总结为下面几点 (M_i 为前身星初始质量)：

超新星前星核的状态：

i) $M_i < 7M_\odot$ ，变成了白矮星，不爆炸。

ii) $M_i \leq 8M_\odot$ ，形成简并 C/O 核，通过吸积达到钱氏质量而爆炸。

iii) $8M_\odot < M_i < 10M_\odot$ ：形成简并 O-Ne-Mg 核，达到钱氏质量而塌缩形成中子星。

iv) $M_i > 10M_\odot$ ：形成铁核而塌缩。

超新星前包层的状态为：

i) $7M_\odot < M_i \leq 10M_\odot$ ：处于 AGB 的顶端。

ii) $10M_\odot < M_i < 30M_\odot$ ：或是一个适度致密的蓝超巨星 (BSG)，或是一个延伸红超巨星 (RSG)。

iii) $M_i > 30M_\odot$ ：由恒星风损失掉了 H 包层，变成了富 He 的沃尔夫-拉叶星。

单前身星的核及包层可形成以下几种组合：

1) $M_i \leq 8M_\odot$ ：在一个延伸的低质量 H 包层之内的简并 C/O

核的热核爆炸；

2) M_i 在 $8 \sim 10M_\odot$ 之间，在一个延伸低质量 H 包层之内的 O-Ne-Mg 核的塌缩；

3) $10M_\odot < M_i < 30M_\odot$ ：在一个大质量 H 包层（延伸或适度致密）之内的铁核塌缩；

4) $M_i \geq 30M_\odot$ ：在一个适度致密的 He 包层之内的铁核塌缩；

SN I -P 与 $10M_\odot < M_i < 30M_\odot$ 的单星相联系。因为平台阶段是一个大质量喷射 H 包层的标志。SN I -P 的极大光度有一个相差 100 因子的变化范围，这是由于在这个质量范围的超新星前身星的半径大小变化很大。一个突出的问题是蓝超巨星 (BSG) 的低光度爆炸是否是很普遍的，从而产生许多 SN1987A 型的超新星，使我们对超新星的产生率的估计太低。

SN I -L 与 $8M_\odot < M_i < 10M_\odot$ 相联系。从观测上看，多数 SN I -L 组成了一个适度明亮的、喷射 H 包层质量较低的均匀分类。质量为 $8 \sim 10M_\odot$ 的恒星的质量损失减轻了它们的 H 质量，使它们有几乎相同的半径。这些恒星形成了钱氏质量附近的 O-Ne-Mg 核从而由核质量-光度关系推出它们有几乎相同的光度。虽然使塌缩变为爆炸的机制尚不清楚，但由于接近于钱氏质量的简并核的结构几乎是唯一的，且对延伸富 H 包层的质量不敏感因而此类爆炸应该产生几乎相同的能量。关键的问题是 SN I -L 有没有一个明亮的由 ^{56}Ni 供能的尾巴，因为在此质量范围内的单星产生的 ^{56}Ni 的质量是很小的。目前还没有发现 SN I -L 具有这样的现象。

大质量单星 ($M_i > 30M_\odot$) 由于恒星风而丢失了它们的 H 包层，它们的爆炸可能会解释一些观测到的 Ib 和 Ic，但由于这些恒星太稀少，从而它们不能解释大多数 Ib/Ic。如果大质量恒星爆炸喷射出大于几个太阳的质量，它将是低光度且光变曲线是缓慢演化的，但目前还没有观测到这样的超新星。

(2) 双 He 星

假设如果质量为 $M_i < 10M_\odot$ 的恒星丢失了其 H 包层后不爆

炸,那么预计的核的行为是铁核塌缩,而包层的行为也很简单:He星应该是适度致密的蓝超巨星.

人们建议双He星是SNIb的起源^[3]. $6M_{\odot}$ 的He核爆炸将喷射 $M_{ej}=4.4M_{\odot}$ 的物质,如果其动能及 ^{56}Ni 的质量与SN1987A一样,则其光变曲线将演化太慢而不符合观测到的典型SNIb/SNIc. 然而,质量为 $12M_{\odot}<M_i<16M_{\odot}$ 的前身星将合成并喷射 $0.15M_{\odot}$ 的 ^{56}Ni ,且比 $6M_{\odot}$ He星更多地把 ^{56}Ni 混合到表面,与它的低抛射质量 M_{ej} ($2\sim3M_{\odot}$)一起,将产生一个与观测到的Ib/Ic光变曲线一样明亮和快速的演化.

(3) 吸积白矮星

吸积白矮星一直被认为是Ia型超新星的前身星,这是因为:观测及理论分析都指出Ia的前身星质量比SNII的要小,比Ib/Ic的也要小. 在一个C/O白矮星的中心点火的C爆燃模型较好地解释了观测的SNIa的光谱和光变曲线^[3].

2. Ia型超新星

2.1 概述

人们提出了各种不同的机制来解释Ia型超新星,近年来的科研中人们的注意力逐渐集中到了吸积白矮星的热核爆炸模型上.^{[1][4]}最受欢迎的图象是:在一个双星系统中有一颗是白矮星,它的H包层通过输运丢失到其伴星上,或通过从系统的质量损失而丢掉. 当伴星演化并膨胀时,白矮星通过吸积,质量不断增加,当到达钱氏质量时,由于它的高度电子简并态使其热核燃烧是热不稳定和动力学不稳定的,结果恒星由产生的超声速激波(爆轰)或是高速但仍低于音速的激波(爆燃)或是两种方式的复杂混合而消耗掉,一般认为这样的爆炸发生于一个C/O白矮星里且是C的点火触发了爆炸. 这样的爆炸把恒星炸得粉碎,不会留下致密遗迹. 这个图象之所以受欢迎是因为它成功地解释了SNIa的两个重要特征,即光谱中无H线及只有SNIa在椭圆星系中出

现. H 线的缺乏是白矮星把 H 包层丢失给伴星的结果, 而白矮星的低质量使它可以存在于椭圆星系中而不单与旋涡星系的旋臂相联系. 但这个图象也存在一些问题, 如爆炸前的演化及激波传播方式等.

2.2 演化

(1) 吸积的问题

吸积白矮星 (WD) 有一个来自于吸积物质的引力束缚能的稳定的能量供给, 数值模拟的结果表明, 白矮星内部的温度是质量吸积率 (\dot{M}) 的一个敏感的函数, 因而吸积白矮星的最终命运取决于 \dot{M} 及 WD 的初始质量, 以及吸积物质的组成等.^[3]

导致白矮星爆炸的最大问题就是吸积过程的演化. 对不同的吸积率产生不同的结果, 但从 0 到极大的吸积率都存在各种问题.^[4]

1) $\dot{M} < 10^{-9} M_{\odot} \text{a}^{-1}$. 这时使白矮星达到钱氏质量的时间将超过 Hubble 时间, 且其伴星必须提供超过一个太阳质量的质量供给, 由这个吸积率所要求的前身星系统的数目超过了灾变星的数目.

2) $10^{-9} < \dot{M} < 5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{a}^{-1}$, 此时吸积燃烧累积的 He 触发了 He 外壳及内部 C/O 核的爆轰, 给出了一个几乎全部处于核统计平衡 (NSE) 的组成并与观测组成不一致.

3) $5 \times 10^{-8} < \dot{M} < 10^{-6} M_{\odot} \text{a}^{-1}$, 这个吸积率范围的 He 爆轰被避免, 因为在吸积时 He 非简并地燃烧, 但其结果会产生一个极明亮的前身星系统, 受观测到的这类系统数目的限制.

4) $\dot{M} > 10^{-6} M_{\odot} \text{a}^{-1}$, 这么大的吸积率将使球壳的 H 燃烧率小于吸积率, 在球壳上将产生 H 的累积, 这就违背了其光谱中没有 H 的限制.

但是, Wheeler 和 Harkness^[4]指出, 上述所有的观点都需要仔细地重新检查.

在最低吸积率下, 吸积在一个相当长的周期里会出现“冬

眠”现象，使灾变星的数目比以前估计的要多，从而有更多的 Ia 的前身星。对低的和中等吸积率不利的因素是 He 爆轰，但这是基于一个球对称模型的，而三维模型将给出很不同的结果。高吸积率将引起一个红巨星外壳从而使光谱中含有 H 的论点尤其需要注意。Hachisu 等于 1989 年指出一个小质量 He 核燃烧的 H 转移能够以这样一种方式进行，即球壳燃烧处能提供稳定的吸积而没有过多的 H 积累（吸积率 = H 球壳燃烧率）。

(2) 双 WD 演化

一个可以避免 H 吸积的困难的机制是一些双星系统中形成了两个 WD，从而演化成为 SN Ia。^[2]基本的设想是：作为演化的一个共同包层的结果形成了两个 WD，这两个 WD 在引力辐射和影响下，一起围绕旋转直到较小质量的矮星（有较大的半径）的洛希瓣被充满。当质量比接近于 1 时，较低质量矮星存在一个损失质量时的膨胀比轨道分离要快的趋势，引起它在一个动力学时标里的灾难性质量损失，一般认为当矮星有同样的组成，不论是 He-He，或 C/O-C/O 时这种情形是可能的。爆炸矮星的大部分物质被伴星的深的引力势阱俘获并保留下来，也许会形成一个厚盘，而留下的 WD 将通过从盘中吸积物质增加质量而爆炸。

总的说来，我们现在还没有一个 SN Ia 的前身星演化的令人满意的图象，但它们是在某些类型的双星系统的白矮星的想法是最活跃的并最受欢迎的。

2.3 爆炸

Arnett^[16]对简并 C 点火的研究提出了许多现在依然在寻求答案的问题。他研究了一个中等质量 ($5M_{\odot}$) 的恒星核的演化，一直跟踪到简并 C 点火的那一点。他发现了一个由中微子损失控制的简单对流燃烧阶段，但最终是热爆炸。基本的物理观点是：一个简并气体的费米压力对温度不敏感，因而当燃烧使温度升高时压力并没有随之增加，这样使恒星不能靠机械膨胀做功来对抗引力。没有机械上的对抗，燃烧开始后便加热了 WD，而核反应率对

温度十分敏感,这样便产生了一个在动力学时标上的猛烈的爆炸.但对于爆炸的方式,即到底产生一个超音速爆轰 (detonation) 还是一个亚音速爆燃 (deflagration) 的问题却没有解决.

(1) 天体物理中的爆燃和爆轰

天体物理中的爆轰只发生在简并态下.在非简并物质里,由核反应产生的压力增加将引起燃烧区的膨胀及冷却,从而可以阻止爆炸的继续发生.但与此相反,在简并物质里,由于费米压力对温度不敏感,由燃烧产生的温度升高将不会引起压力的大幅度增加,因此温度继续增加,使对温度十分敏感的核反应率激烈增大.当温度一旦升高到使物质变成了非简并以后,核反应的能量产生率是如此之大,以致于流体力学运动不能阻止它,结果产生了一个爆炸.如果产生的激波足够强使燃料的温度超过了点火温度,则爆轰波将从点火点向外传播.

在最简单的形式里 (平面稳定一维爆轰) 爆轰波的理论很容易被理解.^[1]当激波传播到没燃烧的燃料区时,它压缩并加热了物质使它超过了点火点.在激波后面是反应区,这里的物质在燃烧.在一般爆轰理论中这个反应区的宽度经常被忽略,而把爆轰波前处理为一个尖锐间断面.通过对间断面两侧的质量守恒、动量守恒、能量守恒可以得到激波的瑞利线 (R 线) 的方程及许贡纽 (H 线) 的方程.这样,对于一个给定的状态方程 $P=P(\rho, e)$, R 线和 H 线的交点决定了爆轰后的状态.依据于不同的激波速度, R 线和 H 线将没有交点、有一个交点和有二个交点 (见图 9.3)^[1].爆轰波只发生于对应于 R 线和 H 线只有一个交点时的速度,这个速度称为 Chapman-Jouguet 速度.假设波前以这个速度传播,就可以完全确定爆轰后的状态.爆轰波前过后物质的压力和密度都增加了.

对爆轰波的更复杂的处理,如二维模拟等已经由许多人加以研究并在深入探讨.

爆燃代表了一个比爆轰的猛烈程度小得多的燃烧,但在处理

方式上显得更复杂. 当燃烧不能产生足够的过压来产生一个强到

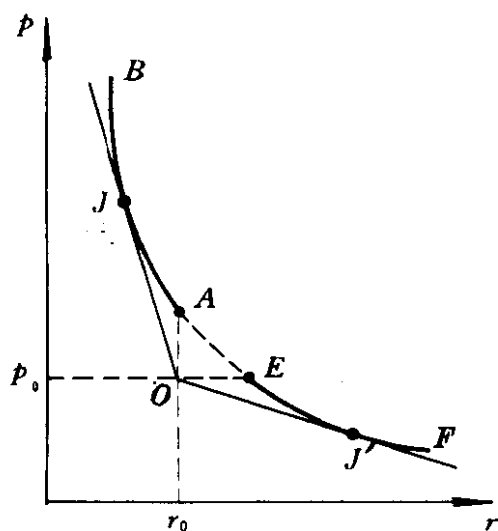


图 9.3 R 线和 H 线的交点情形

可以点燃燃料的激波时爆燃就产生了. 波前的运动是亚音速的. 燃烧由在波前之后的热灰的热量扩散转移到冷燃料时产生. 虽然在薄波前的情况下, 爆燃应该遵守与爆轰同样的跃变条件, 但爆燃的传播速度依赖于热量转移的速度. 另一个主要的不同是在爆燃波前之后压力和密度都减小了. 不象在爆轰情形能计算准确的传播速度

那样, 爆燃的传播速度只能粗略地估计.^[17]

很多天体物理中的爆燃波前都是瑞利-泰勒 (R-T) 不稳定的. 由于在波前之后密度减小, 当一个爆燃波前从恒星中心对抗引力向外传播时, 产生的结果将是一个试图向外膨胀进一个较密介质的低密度泡. 在这种情形下, 燃烧波前被褶皱, 波前的传播速率将取决于不稳定性增长率.

(2) SN I a 的爆燃模型和爆轰模型:^[1]

i) 爆轰模型:

在研究 C/O WD 热核爆炸的激波传播方式是不是爆轰时, 必须回答两个问题, 即: 1) 在什么条件下将会形成爆轰; 2) 如果爆轰形成了, 它能否传播通过整个恒星. 先看第 2) 个问题. 很多数值模拟指出一旦爆轰形成, 不论是在 He WD 或 C/O WD 里它都能自洽地传播.^[18] 在这些模拟中爆轰由人工生成, 并且大多数都假设为球对称.

一维球对称的限制是爆轰模型的主要缺陷. 由于核反应率对温度的强依赖性, 因而不大可能燃料在一个球壳里同时爆轰, 更可能的是爆轰开始于一点, 因此为决定这样一个非中心爆轰的结

果至少两维的计算是必须的。与一维计算相伴的主要缺陷是同时在一个球壳里点火的爆轰波当它传播到恒星中心时，由于几何相汇它将被放大，而产生于一点的多维计算当向中心传播时甚至会变弱，因而，一维计算过高地估计了发生在核里的燃烧的数量。

另一个与传播有关的问题是当爆轰到达密度梯度和温度梯度不断增加的恒星表面时，它是否会逐渐消失。^[19]由于在外层区的较低激波波前温度，激波压缩可能不足以加热物质超过点火点，这样爆轰就会消失。如果人们想用数值模拟这个问题，他就必须绝对相信他所使用的数值方法能够准确地描述爆轰波在一个陡的温度和密度梯度里的传播，而目前使用的办法是以人工粘性来处理激波的，如果在激波波前之前有一个陡的梯度的话，这种方法的结果是激波波前在传播了几个区以后出现了不正确的激波跳变。因此，激波是否会传播的问题变得很困难。

关于第1)个问题即爆轰形成的问题更困难。平面几何的激波管分析指出，在一个C/O WD里形成一个爆轰是不太可能的，除非WD有一个几乎等热的核。^[19]但实际上在演化计算中遇到的核状态是对流的和干扰的，它们是否会形成爆轰的问题还没有解决。由于在C/O WD中心的高简并压，使由核燃烧产生的过压只有20%左右，正是基于这个事实，Nomoto等人^[20]认为形成爆轰是不太可能的，而只能形成一个亚音速的爆燃。而对于He WD人们认为将会形成爆轰，因为He点火发生于较低的密度(10^7g/cm^3 ，而C/O核为 10^9g/cm^3)，因而产生的过压很大。

另外，由于对流，使速逃(runaway)发生时的温度梯度是绝热的，在这样的条件下更有可能形成一个碳爆轰^[19]。Woosley和Weaver^[18]的计算指出形成爆轰和爆燃都是有可能的，其结果关键依赖于质量分区的大小及混合长近似。此结论也被Muller和Arnett^[21]的结果证实，通过他们的数值模拟显示出：如果多于一个临界质量的物质作为一个单位爆炸时将形成一个爆轰波。很多其他人对于爆轰形成的这种临界质量方面作了仔细的研究。^[22]

ii) 爆燃模型

对一个 C/O WD 中的爆燃的模拟仍然是天体物理中最富挑战性的数值问题之一，虽然许多人试图攻克这个难题。^[20]爆燃或是由热扩散传播或是由对流传播。从一个宏观的观点来看，当考虑通过 WD 的传播时，爆燃的传播速度难以计算。由于爆燃波前之后压力和密度减小，波前在恒星的引力场中向外传播时是 R-T 不稳定的，因而要变得褶皱起来。在这种情况下，燃料消耗率取决于传导速度乘以波前的表面面积，由于表面面积取决于波前的褶皱量，也即取决于 R-T 不稳定性的增长率，复杂的褶皱结构必须从数值上分辨出来，才能计算正确的爆燃速度，这个工作目前只有 Muller 和 Arnett 等做过。^[21]

所有在这个领域里研究的其他人的工作在他们的一维拉格朗日恒星演化程序里使用了燃烧速度的不同参数化。Nomoto 等^[20]采用了依赖于时间的对流混合长理论来模拟了爆燃。其模型基于以下想法：亚音速爆燃波前的速度取决于对流参量输运的时标，因而能用混合长理论来描述。爆燃速度决定于一个自由参数 $\alpha = l/H_p$ ，其中 l 是混合长度， H_p 是压力标高。实际上混合长度 l 是此理论的自由参数。虽然参数 α 是不随时间变化的，但由于压力标高是改变的，因此爆燃的速度是随时间改变的。Nomoto 等^[23]发现，对于 $\alpha = 0.7$ ，爆燃比爆轰需多花 6 倍的时间来燃尽恒星。并且 $\alpha = 0.7$ 是与观测光谱符合的最佳参数，但这个符合必须要求大于 8 000 km/s 的所有物质全部混合才能得到。

尽管 Nomoto 等的模拟是相对成功的，但从理论上来看，他们的方法还是有缺点的。除了爆燃速度的特殊参数化，他们还依赖于一个在他们运用时已不有效的对流理论。对流的混合长理论要求在短于混合长度的尺度上物理量的变化很小，但实际情况却相反，当有限的质量带一个个闪耀时引起了极大的温度变化。^[2]

iii) 其他模型

综上所述，不论用爆燃或爆轰来解释 SN Ia 时都存在着各自

的问题, 应该考虑各种不同的模型及可能性.

Khokhlov^[24]提出了一个“延迟爆轰波”的模型, 即在早期产生一个爆燃, 然后当模型膨胀到足够大, 外层物质密度很低, 只经历部分燃烧时发展成为爆轰. 这个转变可能是由于在爆燃波附近的湍动引起, 或是由于 WD 的一个强烈的脉动引起. 当爆燃波的传播速度被加速并达到 Chapman-Jouguet 速度时就发生了爆燃向爆轰的转变. 但由于爆燃波前可能是湍动的且其加速的方式还没有被人们确定, 所以这个从爆燃到爆轰的转换条件还没有被很好地理解, 它甚至可能发生于 $V_{\text{Def}} < V_{\text{CJ}}$, 由于 WD 的点火状态如中心密度的不同, 引起深层 V_{Def} 产生一个相对较小的不同, 它可能会引起在外层从爆燃到爆轰的转换处的密度的极大的不同, 而超新星的核合成则敏感地依赖于这个转换密度. “延迟爆轰波”模型假定爆燃到爆轰的转变发生于相对较深的区域即转换密度较大, 而如果转换密度较小即爆燃波快速传播, 直到最外层才转换为爆轰波的模型, 则被称为“晚爆轰模型”^[25]. 它是为解释最近对 SN Ia 的观测而提出来的, 后面我们还将会再谈到这个问题.

2.4 光变曲线 (LC)

与其他类型超新星相比, SN Ia 的光变曲线更均匀的事实经受了时间的考验, 但还存在许多对其均匀程度的讨论. 光变曲线包含了爆炸的物理过程的重要信息, 其均匀性的问题直接涉及到 SN Ia 能否作为标准烛光来测量宇宙中的距离.

(1) 观测光变曲线

Barbon 等^[26]收集了大量 Ia 的 LC 并把它们分成两类: 快速 LC 及慢 LC. 分类依据是光极大后的衰减率、峰与尾的对比、尾巴的衰减率等. Barbon 等还编录了 Ia 的晚期 LC, 并提出平均衰减率对应于半衰期为 $49.5 \pm 0.8\text{d}$.

Pskovskii^[27]和 Branch^[28]指出, SN Ia 的 LC 速度有一个连续的变化. Branch 还给出证据说明: 光变曲线速度与光球速度和峰值光度的联系是: 有较慢的 LC 速度 (较宽峰) 的 Ia 有更高的光

球速度并更亮一些. 但这个论点是自相矛盾的, 因为对一个给定的质量, 更多的能量将产生更快的膨胀和更多的核燃烧, 从而产生更多的 ^{56}Ni 来给一个较亮的 LC 供能, 但它的衰减也会更快, 即 LC 速度应更快. 其他的人则反驳说, 当单独分析准确度较高的光电数据时, 没有发现 Ia 的 LC 速度有分散.

对 SN Ia 的宽波段红外测光说明, SN Ia 在红外的 LC 也有一个可以预言的模式. 其特征是在光学极大后 20d 左右出现一个极小值, 且在光学极大后 30d 左右出现第二个峰. 这个极小值被认为是由于一些宽波段吸收的结果. 第二个极大则发生于光学 LC 从光极大转向指数衰减时刻, 但尚不知道这是不是明确的.

(2) 理论 LC

目前已经有大量的有关 SN Ia 的 LC 的计算, 有解析解的, 也有数值计算的.^[18]这些模型的一个关键问题是 γ 射线能量储存函数的形式. 几乎有多少个作者就有多少种储存函数的形式. 在光极大之前的早期阶段, 储存函数的准确描述可能并不重要, 因为基本上所有的 γ 射线都被局部储存. 在后期阶段, 不同的描述给出了几乎相同的结果, 并一致声明取得了成功, 不清楚为什么会是这样.

LC 的不同数值计算表明, LC 的峰能通过一个 C/O WD 的爆炸并给出 $0.5 \sim 1.0 M_{\odot}$ 的 ^{56}Ni 来予以合理地解释. 由爆炸储存的初始热能由前身星的绝热膨胀而耗散掉, 因此除了早期的一个硬辐射的瞬时尖峰, 光变曲线主要由放射性衰变供能. Graham^[29]指出, LC 的峰和尾巴的对比对 ^{56}Ni 的数量及其分布很敏感. 因为如果辐射物质更接近表面, 则对于给定数量的 ^{56}Ni , 其 LC 将上升且衰减得更快. 从理论上来说, LC 可用于限制 ^{56}Ni 的分布.

集中于 SN Ia 的光变曲线的一个没解决的问题是它们的指数衰减继续的时间尺度, 已观测到 SN1937A 和 SN1972E 这个衰减超过了 700d. Axelrod^[30]计算了逐渐下降的 γ 射线储存及一个膨胀的 ^{56}Ni 常密度球壳的加热. 在他的计算里假设了代表衰变能

量 4% 的正电子被局部俘陷。计算的结果是当抛射物 (ejecta) 膨胀冷却时, 物质急促地冷却, 辐射的大部分是由红外的 Fe 的精细结构谱线发射的。这个从光学向红外的辐射的转变被称为“红外灾难”。在他的很多模型里, “红外灾难”截断了光学光变曲线, 但观测却显示出光学 LC 的指数衰减继续进行着。

用现代的强有力的探测器 CCD 将能通过观测 SN I a 直到很弱的星等取得明确的观测限制, 并可能会观测到红外灾难, 人们期待着最新的观测进展。

2.5 SN I a 的光谱

SN I a 在光极大时的光学光谱中包括中性及一次电离中等元素的谱线: OI, Mg II, Si II, Ca II 等, 大气模型的计算显示出这个阶段的大气尚未被新合成的 Ni, Co, Fe 很大程度地污染,^[11]这时的光谱存在一个严重的“紫外亏”。观测光学光谱在某一时刻作了转换, 使得光极大之后的第二周时光谱已主要由 Fe II 线组成, 可能是因为光球已退缩到内部富铁区。

人们作出了相当大的努力来模拟 SN I a 的合理光谱模型, 首先是在光极大附近做, 因为这里的数据最好, 然后是其他阶段。一个模型的光谱演化是这样计算的: 爆炸后不久模型开始膨胀, 用有限流扩散来计算从 Ni 及 Co 衰变来的 γ 射线的储存而产生的热力学演化, 在选定的时间间隔里由温度、密度、组成、速度及衰变源的分布来给出一个完整的辐射转移计算, 从而得到光谱。

到目前为止, 最成功的结果是基于 C 爆燃的 W7 模型。^[23]它较成功地解释了光谱, 尤其是早期光谱, 在光极大时的大多数光学特征都被模拟出来了。他们还发现如果对 W7 的外层成分 ($V > 10\,000\text{km/s}$) 的物质进行混合时, 其光学合成光谱符合得更好。混合被认为是由于 R-T 不稳定性引起的。但最近的计算 (Harkness^[11]) 指出, 如果包括几万条较弱的谱线时, 没有混合的模型也能给出极好的结果。

2.6 SN1990N 和 SN1991T

最近对 SN I a 在光极大前的观测提供了关于 SN I a 最外层的新的信息, 向目前的理论模型提出了挑战.

SN1990N 的光谱及光电观测在其光极大之前 2 周已经开始. 早期的光谱观测显示出与光极大时的重要的不同. 最突出的特征是:^[31] 1) Ca 及 Si 的速度高达近 22 000 km/s. 2) 在光极大前 2 周 Co 线和 Fe 已存在. 3) 上升到光极大的时间长达 ~ 20 d. 4) 与光学相比紫外流量增加得更快.

SN1991T 光极大之前的光谱和光电观测显示了一个独特的光谱演化.^[32] 光极大前光谱以 Fe/Ni 线为主, 光极大后显示出典型的 SN I a 光谱, 先以 Si/S/Ca 线为主, 后以 Fe 线为主. 结果其前身星的结构被推出为: i. 最外层由 Ni 和 Fe 组成, $V_{\text{exp}} \sim 13\,000$ km/s. ii. 中间层富含 Si/S/Ca, $V_{\text{exp}} \sim 10\,000$ km/s. iii. 中央层又以 Fe 为主. 换句话说, 这是一个富 Si/S/Ca 层夹在两层 Fe 之间的“三明治”结构. 这样一个 Fe 在 Si 之外的组成倒转与典型的 SN I a 中推出的是不同的, 另一方面, ii 层及 iii 层又与其他典型的 SN I a (包括 SN1990N) 是很相似的.

目前最受欢迎的 WD 爆燃模型 W7 不能产生在 SN1990N 中观测到的 Ca 线及 Si 线的高速度, 一般的爆燃模型的最高外层速度 V 只能达到 $\sim 15\,000$ km/s 的量级.

对于这些新的光极大前光谱的拟合是迫切的. 因为它提供了长期争论的有关 SN I a 前身星的爆炸机制及均匀性的新的线索. 尤其是弄清 SN1991T 是 I 型超新星的不同亚分类还是 SN I a 的一个小的改变是很重要的.

Shigeyama 等^[33]列出了 SN1990N 的 4 种可能的模型:

- (1) 混合使 Si, Fe、Co 到 W7 模型的外层.
 - (2) 延迟爆轰模型, 这样一个模型产生高速的 Si/Ca.
 - (3) 小质量 WD 的 C 爆轰模型.
 - (4) 晚爆轰模型, 一个爆燃波的快速传播诱发最外层的爆轰.
- 对于这 4 种可能的模型, (1) — (3) 都不可能产生一个 Fe/Si

的最外层成分反转, 因此如果它们中任一情形是 SN1990N 的真实模型, 则很可能 SN1991T 产生于不同的爆炸机制, 从而属于 I 型超新星的不同亚分类.

对于模型 (4), Shigegama 等^[33]给出了多个流体动力学模型, 提出在晚爆轰模型里的变化可能会用一种统一的方式来解释 SN1990N 及 SN1991T, 这样 SN1991T 只是 SN I a 的一个小变化而已. 在他们计算的模型中, W7DN 有大量的 Si、Ca 和 Ni 以 $V_{\text{exp}} > 20\,000 \text{ km/s}$ 的速度膨胀, 而另外的模型如 W7DT、W8DT、W7DHE 则有一个 Si/Ca 夹心层, 因而 Si、Fe 分布的基本图象在理论上与 SN1990N、SN1991T 的光谱分析在定性上是一致的.

通过这些模型, Shigegama 等提出了在 SN I a 前身星演化中的如下图景: 由于 WD 的年龄和吸积率的不同, 使 WD 在点火时的状态, 如中心温度和密度存在一些不同, 这将引起爆燃速度的差别, 使从爆燃到爆轰的转换处的密度有较大的不同. 结果是内层 (ii 和 iii) 有相似的组成, 但最外层 i 的组成则有很大的变化, 正如 SN1990N 和 SN1991T 一样.

3. Ib/Ic 型超新星

3.1 概述

Bertola^[4]对两颗超新星 SN1962L 和 SN1964L 的观测发现, 这两颗超新星的光谱中没有 H 线, 因而应是 I 型超新星, 但这两颗超新星的光谱中缺少经典 I 型超新星在 6150 \AA 处的 Si II 强吸收线, Bertola 把它们称为特殊 I 型超新星.

直到发现 SN1983N 和 SN1984L 没有人注意到这些特殊 I 型超新星, 这两颗特殊 I 型超新星在光极大时的光学光谱的蓝端与 SN I a 的光极大后大约 1 个月左右的光谱很相似, 这使人们猜测到特殊 SN I 只是经典 SN I 的变种并且相关. 但不断积累的证据表明事实不是这样. 进一步的研究显示出, 虽然在它们光谱的早期有很多相似, 但整个光谱却有本质的不同. 从红外、射电等方

面也显著地不同. 因而把这些特殊 SN I 称为 SN I b. 它们的观测特征是:^[3]

- 1) 光谱中缺少 6150\AA 处由于 Si II 的强吸收线, 有较强的 He 线.
- 2) 总体的光谱比 SN I a 要红一些, 且比 SN I a 要暗大约 1.5^m .
- 3) LC 基本上是很“正常”的——与 SN I a 的 LC 很相似.
- 4) 红外 LC 只有一个单峰, 出现于光极大后几天.
- 5) 它们有陡谱的强射电发射.
- 6) 发现它们产生于不规则星系和旋涡星系且位于旋臂之上, 可能与 H II 区成协.

Wheeler 和 Harkness^[4]注意到一些 I 型超新星不仅缺乏 Si II 在 6150\AA 的吸收线, 而且缺乏在 I b 超新星中出现的 He5700 \AA 的强吸收线, 因而提出把这些 I 型超新星分为另一类, 即 I c 超新星.

由于 SN I b/ I c 是最近 10 年才刚刚建立起来的分类, 对它们的观测和理论分析还很不完善, 对于它们的前身星的状态以及演化上还存在着许多争论.

3.2 模型

SN I b/ I c 的很多观测证据, 如与 H II 区、旋涡星系旋臂成协以及射电辐射等, 使人们相信它们的前身星是大质量星. 它缺乏 H 线使人想起了沃尔夫-拉叶星, 但观测到的沃尔夫-拉叶星的质量都太大 ($M \geq 30M_{\odot}$), 因而存在很多问题, 如光变曲线及产生率等等.

SN I b 应该与 SN I a 有相似的较小包层质量, 因为它们的光变曲线很相似, 但与 SN I a 应有不同的化学组成(光谱的不同)以及爆炸时合成较小的数量的 ^{56}Ni , 因为其 LC 较暗. 大质量恒星模型, 如前身星是沃尔夫-拉叶星, 它喷射的包层质量将太大, 使其 LC 下降得比观测的要慢, 且不足以产生足够的 ^{56}Ni 来得到 SN I b

的极大光度, 并且观测到的沃尔夫-拉叶星数量太少, 不足以解释 SN I b 的产生率.

SN I b 的射电辐射的存在需要一个环星包层的存在, 它由 $\dot{M}/V_{\text{exp}} \sim 3 \times 10^{-7} (M_{\odot}/a) / (\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$ 的质量损失率来产生^[34]. 这与沃尔夫-拉叶星的恒星风的假设是不一致的, 而一个 RSG 却很适合, 暗示着一个相对大质量伴星的存在.

为满足 SN I b 与旋涡星系旋臂或 H II 区成协, 其前身星应该是大质量短寿命的恒星. 但这个成协性的程度还值得讨论.

Wheeler 等^[35]和 Ensman 等^[3]强调在爆炸时, SN I b 的前身星核的质量不能大于 $6M_{\odot}$, 否则产生的 LC 将太宽.

Shigeyama 等^[36]和 Nomoto 等^[37]计算了爆炸 He 星的演化、核合成、R-T 不稳定性以及光学 LC. 他们发现低质量 He 星的爆炸中合成了较多的 ^{56}Ni , 而且在膨胀抛射物里的 R-T 不稳定性引起了 ^{56}Ni 的相当程度的混合, 使产生的 LC 能下降得跟 SN I a 一样陡. 他们提出 $3 \sim 5M_{\odot}$ 的 He 星 (在双星系统中, 初始质量为 $12 \sim 18M_{\odot}$) 是 SN I b/ I c 最可能的前身星, 且 SN I c 的前身星的质量要稍轻一些.

I c 超新星与 I b 超新星的光谱在早期有明显的区别. I b 光谱里含有强的 He 线, 而 I c 中则没有或只有很弱的 He 线的证据. Fillipenko 等^[38]还认为在 I c 的早期光谱中有 H_{α} 线存在的证据, 但到了星云光谱, SN I b/ I c 就非常相似了, 说明了它们在物理起源上是有联系的.

质量为 $3 \sim 5M_{\odot}$ 的 He 星的爆炸可能揭示了 SN I b/ I c 的联系与差别. 这种差别可能是由于 SN I c 的前身星在爆炸时有一个薄的 H 包层. Nomoto 等^[13]通过研究密近双星中大质量星的演化, 探讨了在质量交换及恒星风损失后, H 是否会保留在 He 星上的问题, 其研究结果认为当主序星质量较小时, 将可能会有更多的 H 保留在 H 星的表面, 从而在光谱中有弱的 H_{α} 污染.

3.3 光变曲线

图9.4给出了4个SN I b (SN1954A、1983N、1984L、

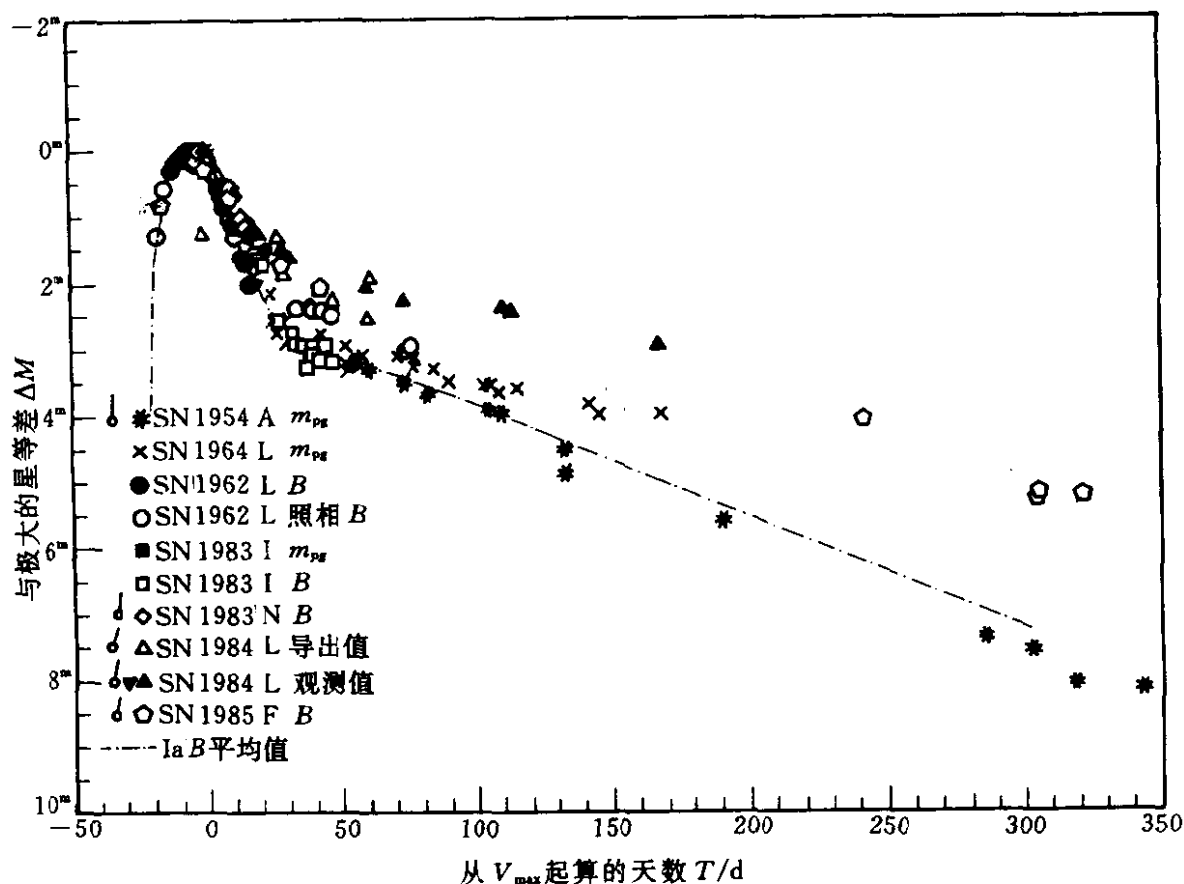


图 9.4 SN I b / I c 的光变曲线

1985L) 及 3 个 SN I c (SN1962L, 1964L, 1983 I) 的 B 星等 LC, 以及 SN I a 的平均 LC^[1]. 在峰值附近, SN I b 的 LC 几乎是重叠的, 非常相似. 晚期的 SN1984L 和 SN1985L 的 LC 与⁵⁶Co 的衰减一致, 在峰值附近, SN I b / I c 的 LC 是很相似的, 但 SN I c 事件的 LC 趋向于在光极大 10d 以后比 SN I b 的要低, 即 SN I c 似乎衰减得更快, 这可能意味着 SN I c 事件有较小的喷射质量. Wheeler 和 Levreault^[35]在 SN I b 的 LC 的峰值宽度的基础上, 认为其喷射物质的质量可能比 SN I a 的要大, 但不会超过 $2M_{\odot}$. 假设 LC 是由⁵⁶Ni 的放射性衰变来供能的, 他们估计⁵⁶Ni 的质量约为 $0.2M_{\odot}$. 从这两点他们认为这与一个主序星质量为 $10\sim 20M_{\odot}$ 的剥去 H 的质量为 $3\sim 4M_{\odot}$ 的核的爆炸是一致的. 近 2 年提出的

低质量 He 星模型认为,^{[32][33]}在一个双星系统里 1 个质量为 $12\sim 18M_{\odot}$ 的恒星通过质量损失演化到质量为 $3\sim 5M_{\odot}$ 的 He 星,其爆炸将给出对 I b/I c 超新星的 LC 的较好的拟合,由于一般看来 SN I c 的 LC 似乎比 SN I b 的 LC 要更陡一些,因此 SN I c 可能对应于质量为 $3\sim 4M_{\odot}$ 的 He 星而 SN I b 对应于质量为 $4\sim 5M_{\odot}$ 的 He 星.事实上,为模拟 SN I c 1987M 的 LC, Nomoto 等^[37]提出了一个质量为 $3.3M_{\odot}$ 的 He 星模型.结果发现,由于小质量 He 星在其前身星演化过程中受到的库仑相互作用的影响更大,使质量为 $3.3M_{\odot}$ 的 He 星形成了一个 $1.18M_{\odot}$ 的铁核,显著地小于质量为 $6M_{\odot}$ 的星的 $1.4M_{\odot}$ 铁核,因此质量为 $3.3M_{\odot}$ 的 He 星爆炸合成了质量为 $0.26M_{\odot}$ 的 ^{56}Ni ,大于更大质量星的形成,产生的光变曲线与观测拟合得很好.

Ensman 和 Woosley^[3]计算了 SN I b 的演化和流体动力学模型,并假设它们也产生于大质量星的核.他们得出结论说,喷射物的质量必须小于 $\sim 5M_{\odot}$,否则 LC 将会太宽.他们采用的核的质量为 $4M_{\odot}$,喷射物质量为 $2\sim 3M_{\odot}$.但这些 LC 趋向于显示出比观测小的峰/尾对比,他们认为这是 SN I b 的大质量核模型的可能存在的严重问题.

3.4 光谱

图 9.5 中为 SN I b 1984L 的光谱演化^[4].在光谱中没有由于 Si II 的 6150\AA 处的强吸收线,但注意到其光谱中 He I 线逐渐加强.观测光谱的极小值与 He I 线的 4471 、 5876 、 6678 和 7065\AA 的吸收符合得令人吃惊的好,这个让人信服的证据说明 He 是在开始 2 个月观测的 SN I b 的抛射物里的重要组成部分.

SN 1987M 是从早期到晚期作了光谱跟踪的 I c 型超新星.其光谱中除了无 H 线、Si II 6150\AA 线,还没有由于 He I 的 5700\AA 的线. SN I c 的光谱可能会显示出 He I 5876\AA 的弱的迹象,从而使它与 SN I b 有一个光谱上的联系,但被清晰证认的谱线是 Ca、Fe II、及 O I. 这使在光极大时其光谱与 SN I b 显著的不同.

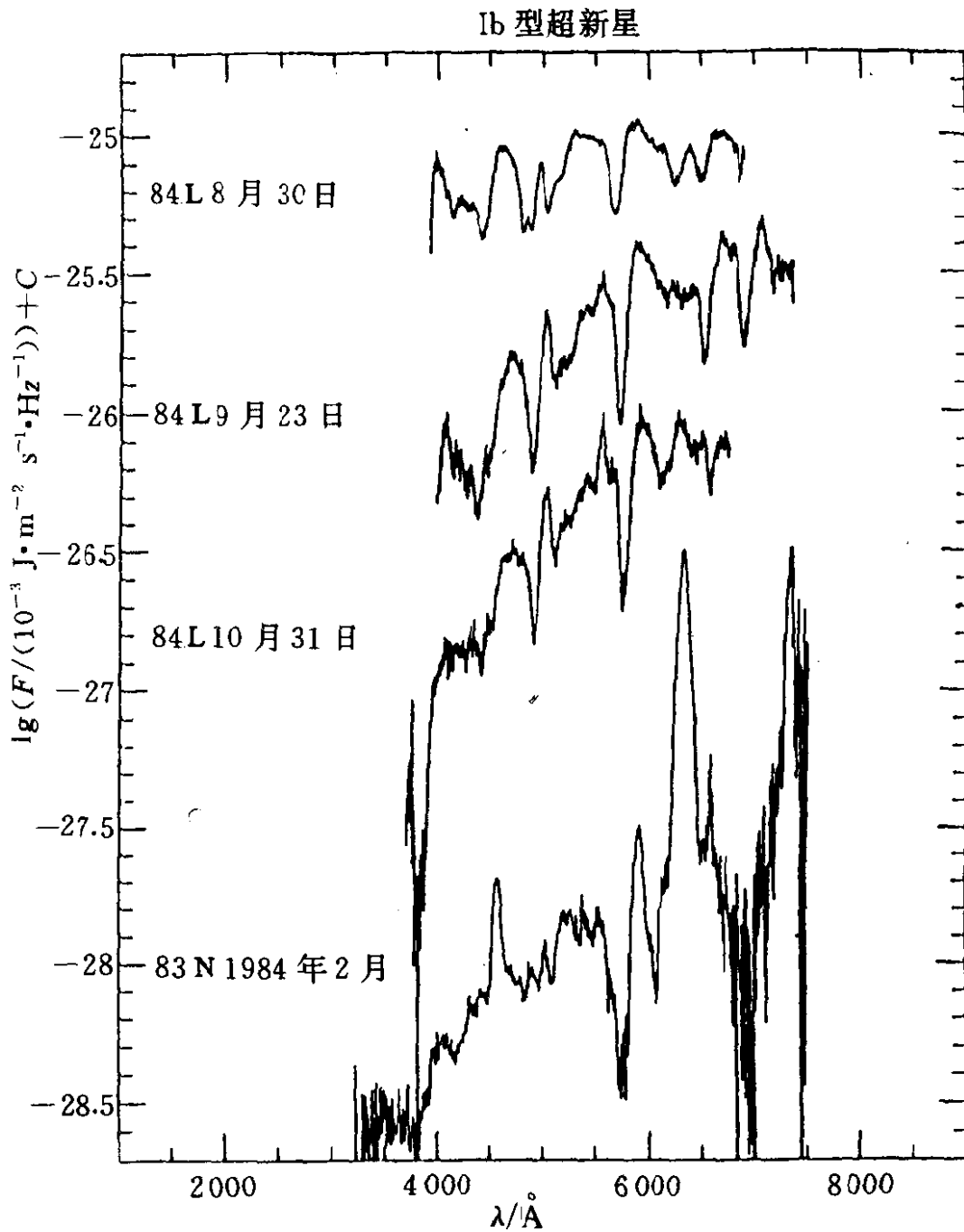


图 9.5 SN I b 的光谱演化

SN I b 的星云光谱显示出与光极大时很大的不同. 与 SN I a 的星云光谱也不相同. SN1983N 的星云光谱显示了下列的强发射线: $[\text{O I}] \lambda\lambda 6\ 300, 6\ 364$ 、 $\text{Mg I } \lambda 4\ 571$ 、 $\text{Na I D}\lambda\lambda 5\ 890, 5\ 896$ 及 $[\text{Ca II}] \lambda\lambda 7\ 291, 7\ 324$.

在光极大附近的1个月里,我们很容易把SN I c与SN I b区分开,因为它们不显示He I 5 876 Å的强吸收. Harkness^[39]等假设,这是因为SN I c事件是贫He的,因而与SN I b相比可能富C和富O. 从这些证据如LC速度的不一致、早期的光谱差别等使有的人认为SN I b与SN I c代表了非常不同的物理过程,从而可能会引起很不同的星云光谱.

晚期SN I b事件的光谱特征是强的O和Ca发射线. 图9.5显示出,在光极大后超过3个月的星云光谱里,SN I b和SN I c事件没有重大的差别,在SN I c事件中,O和Ca的发射线都很强,这些数据支持了SN I b和SN I c是密切相关的观点,虽然早期光谱很不相同.

事实上,最近二年提出的SN I b/I c来自于低质量He星($3\sim 5M_{\odot}$)的模型,在某种程度上来说解决了它们的LC上的问题,如需较多的 ^{56}Ni 及较快的下降等,但用于解释光谱,尤其是He线时,却有一定的困难. 既然SN I c来自于质量相对小的He星,在这种模型里,混合更广泛,且没有He线的非热激发,则在SN I c中He线应该更强. 但事实上却不是这样. 所以我们还期待着有更多的观测事实和更好的能同时解释光谱和光变曲线的理论模型.

4. II型超新星

4.1 概述

质量超过 $8M_{\odot}$ 的恒星将形成一个向内塌缩的核而不是热核爆炸. 一般认为,核塌缩发生于一个具有延伸H包层的大质量的核,从而其光谱中应有H线而与II型超新星相联系. 最详细讨论过的是形成铁核的恒星的演化. 对于一般核子来说,铁具有最高的每个核子束缚能,因而它只能发生吸热反应,使能量和压力减小,使恒星不能对抗引力收缩而塌缩. 在塌缩的过程中,核里的质子俘获电子形成中子并发出中微子. 核的塌缩在高于核密度的某点被停止并反弹,虽然还存在许多没有研究透彻的问题,但中

子星形成的过程中释放了大量的能量，是喷射恒星的外层形成一个 SN 所需的能量的百倍以上。绝大多数能量以中微子的形式损失掉，但只要有 $1/100$ 的能量储存下来就能引起强烈的爆炸。SN1987A 被认为产生于 1 个质量为 $15 \sim 20 M_{\odot}$ 的恒星，它的中微子爆的探知宣布了河外中微子天文学的诞生，并给大质量星核的核塌缩的基本物理图象提供了强有力的证据。

4.2 理论模型^[1]

从核塌缩模型来看，其爆炸的能量的来源是形成中子星的引力束缚能，它的量级为 $\sim 10^{46} \text{J}$ ，比超新星爆发外推物质的动能 $E_k \approx 10^{44} \text{J}$ 大得多，也比以电磁辐射发射的总能 $E_{\text{em}} \approx 10^{42} \text{J}$ 大得多。大多数的束缚能 ($> 99\%$) 被理论预言为由中微子带走，直到 SN1987A 的中微子测量给予了证据。所有的理论模型都必须处理同样的基本问题，即通过什么机制使在核塌缩中释放的束缚能的一小部分耦合到恒星的外层，从而引起激烈的质量抛射。很显然，如果爆炸失败，在核外的物质最终将会被吸积到原中子星直到超过其临界质量并形成黑洞。

(1) 弱相互作用和中微子输运

当核中心的密度小于 $3 \times 10^{12} \text{g/cm}^3$ 时，弱相互作用还没有处于平衡态，必须考虑到核塌缩模型的重要弱过程是自由质子的电子俘获、中子的中微子吸收、电子中微子散射、中微子与核的相干散射等^[40]。由于强的电子简并度，其他中微子与电子中微子相比数密度小很多，因而我们可以忽略其他中微子的弱相互作用而只考虑电子中微子。

最初中微子可以从核里漏出，因为核物质的密度较低，使相应的不透明度也很低。中微子的漏出产生了核的去轻子化，即每个核子的电子比例 Y_e 下降了。在塌缩中，中微子的不透明度主要是由于核的相干散射造成的。当密度大于 $3 \times 10^{11} \text{g/cm}^3$ 时，中微子的扩散时标 $\tau_{\text{diff}} > \tau_{\text{collapse}}$ ，这意味着在以后的塌缩中，总的轻子数目将是守恒的^[41]：

$$Y_L = Y_e + Y_\nu = \text{const.}$$

塌缩的这个阶段称为中微子俘陷. 我们可以定义一个中微子球面, 其光学厚度处于 $2/3 \sim 1$ 之间. 中微子球的位置依赖于其能量, 使中微子球有一个范围, 典型的范围是 $10 \sim 30 \text{ km}$. 在靠近中微子球的附近, 输运过程很重要, 中微子可以自由地向外流. 在中微子球内被俘陷的中微子, 由于中微子-电子散射过程被热化. 费米分布的俘陷中微子化学势 μ_ν 随着密度的增加而变大, 直到建立 β 平衡, 即当密度大于 $3 \times 10^{12} \text{ g/cm}^3$ 时, 弱相互作用, 尤其是 $e^- + p = n + \nu_e$ 处于平衡态, 并且 e, p, ν, n 的化学势满足关系: $\mu_e + \mu_p = \mu_n + \mu_{\nu_e}$. 在 β 平衡到达以后, 熵将保持为常数, 即后面的塌缩是绝热的, 直到产生激波.

(2) 塌缩及反弹

根据钱德拉塞卡的理论, 一个通过相对论电子的压力来对抗引力存在的恒星, 只有当质量不超过一个临界质量时才能保持平衡:

$$M_{\text{ch}} = 1.457 (2Y_e)^2 M_\odot$$

这个质量被称为钱氏质量. 在核 Si 燃烧后期的大质量星的铁核的 Y_e 值大约为 $0.42 \leq Y_e \leq 0.44$, 这是由于在 O 和 Si 燃烧时的电子俘获造成的. 铁核的质量最终超过了钱氏质量, 因为: 1) 由于 Si 燃烧的结果核的质量增加; 2) 当中微子从恒星中损失时, 电子俘获更进一步地减少了核里轻子的数目; 3) 核中的压力由于高能光子的核光致离解而减小. 相对较重要的后两个过程依赖于恒星的质量. 对于质量较大的恒星 ($M \geq 20 M_\odot$), 光致离解比电子俘获更重要, 而对较小质量星来说则相反.

一旦铁核的质量超过了钱氏质量, 核塌缩就开始了. 分析计算和数值模拟表明:^[42]核塌缩的动力学过程可以通过自相似解来定性地进行理解.

根据 Goldreich 和 Weber (GW)^[43]的计算, 对边界性稳定多方球, $P = K_0 \rho^\gamma$, $\gamma = 4/3$. 存在一个精确的稳定相似解 (如

$V(r) \propto r$). 很显然, 相似区的大小不能延伸到很大的半径, 因为速度不可能超过局部的自由下落速度. GW 发现, 他们的解只能应用到最大质量为: $M_{\max} = 1.0449 (K/K_0)^{3/2} M_{\text{ch}}$. 为推出此式, 他们假设塌缩由一个依赖于半径的压力的突然减小来产生, 这个压力的突减当 K_0 减小到 K 时突然发生. 他们注意到:

(i) 对于一个小的压力减小 ($K \geq 0.9711 K_0$), 整个核可以相似塌缩.

(ii) (对 $Y_e < 0.5$) 核的外层部分的行为不能由 GW 解来描述.

把 GW 解应用到相对论性铁核后显示出: 在塌缩时, 核的相似区的质量会减小, 因为 $K \propto Y_e^{4/3}$, 而由于电子俘获 Y_e 减小.

Yahil 和 Lattimer (YL)⁽⁴²⁾ 把 GW 的工作更进一步地做了下去. 他们取 $6/5 \leq \gamma \leq 4/3$. 结果发现了对整个核都适用的自相似解, 包含了在 $\gamma = 4/3$ 时的 GW 解. 但对于较小的绝热指数其解却并不是精确相似的. 在 YL 解里, 核被分成了两部分: 一个亚音速的接近于相似解的塌缩内核, 以及一个超声速塌缩的外核, 其超声速的范围为: $2 \leq M \leq 3$ (M 为马赫数) 且 $0.5 \leq V/V_{\text{ff}} \leq 0.8$, V_{ff} 是局部自由下落速度. 相似内核的质量 M_n 依赖于 γ 的值, 当 $\gamma_1 > \gamma_2$ 时 $M_n(\gamma_1) > M_n(\gamma_2)$.

在靠近相似区的边缘存在一个声速点, 这里下陷的速度等于局部声速. 在稍外的地方 $r = r_{v_{\max}}$ 处, 下陷的速度达到了极大. 在半径 $r_{v_{\max}}(t)$ 内的质量 (随时间变化) 称为内核的质量 (M_{IC}). 如果定义对 $\gamma < 4/3$ 而言的钱氏质量 (随时间而变化) 为具有塌缩模型里的同样中心密度的流体静力学图象的质量, 且总能为零, 则 M_{IC} 为:

$$M_{\text{IC}} = (1+f) M_{\text{ch}}$$

这里 f 取决于 γ , 且 $1.0 \leq f \leq 1.2$.^[43] 对于在塌缩中遇到的 Y_e 的典型值; 可以得到:

$$0.6 M_{\odot} \leq M_{\text{ch}} < M_{\text{IC}} \leq 0.9 M_{\odot}$$

当中心密度超过核物质密度时状态方程 (EOS) 变硬, 即 γ 从

小于 $4/3$ 的值变到 $2.5 \sim 3.0$ 。根据位力定理，如果（以压力为权重）核的平均 $\gamma > 4/3$ ，核就能达到一个新的平衡态，从核的中心开始相继的质量球壳被停止，压力波向外传播，在声速点聚集，并在这里越变越陡，最后形成了一个激波。由于惯性使相似核过冲了（overshoot）它的平衡态位置并在已经开始向外传播的激波后反弹。激波最后在 $r = r_{v_{\max}}$ 处从反弹核分离，即在内核的边缘。

这个被称为核反弹的过程发生于一个径向振动的时标上，一般是毫秒的量级。对于一个硬的核物态（NEOS），反弹中到达的最大密度小于 2 倍的 ρ_{nuc} ，而对于一个软的 NEOS，塌缩可以进行到 $3 \sim 4\rho_{nuc}$ 。这些计算中都考虑了广义相对论的影响。

(3) 瞬时爆发和激波传播

激波最初的能量约等于当核的中心由于 NEOS 的变硬而减速时内核（IC）的动能，即： $^{(44)}E_{shock}(i) \approx E_k^{IC}(t=t_h)$ 。

在反弹中内核的动能很快转换到激波。注意到在声速点（相似区边缘）与 $r_{v_{\max}}$ （IC 边缘）之间的物质的动能在激波从 IC 分离以前已经耗散，因而也应该包含在激波的初始能量之中。其结果为： $E_{shock}(i) = (4 \sim 10) \times 10^{44} \text{J}$ ，大于产生超新星的能量。

但在激波向外传播的过程中产生了激烈的衰减，原因是由于重核的光致离解及电子俘获，能量损失的量级是： $^{[45]}$

$$E_{\text{loss}} = (1.6 \sim 1.8) \times 10^{44} \text{J} / 0.1 M_{\odot}$$

当激波穿过中微子球以后，还进一步由于中微子的损失而衰减。

激波也可以从穿过它的物质的动能耗散里得到能量。但对于球对称模型，可以证明，对于 $\gamma \leq 1.4$ 时，动能是不足以保证一个被激波加热的物质的膨胀的。即使在核被全部离解的那些层（ $\gamma \geq 1.5$ ），大多数下陷动能的耗散也需要用来使这些物质在加到原中子星上时进入流体静力学平衡态。当激波的初始能量的大部分由于光致离解而损失，并且也没有其他能源的时候，激波后的 γ 值下降到低于 1.4，从而使激波变成了一个吸积激波。一个附加的能源是：当高能中微子从塌缩核的不透明中心区域扩散出来时，对

刚好在激波后的物质进行加热.

数值模拟的目的就是要考察激波是由于能量损失变成了一个吸积激波, 还是能达到一恒星的外层形成超新星爆发. 由于光致离解的损失能正比于铁核与 IC 的质量差, 因而 II 型超新星的候选者应具有小的铁核 ($M \leq 1.2 M_{\odot}$), 以及有较低的初熵使 IC 的质量较大. 由以上的限制可以给出: $M_{\text{core}} - M_{\text{IC}} \leq 0.45 M_{\odot}$. 这样, 对于 $0.8 M_{\odot} \leq M_{\text{IC}} \leq 0.9 M_{\odot}$ 的 IC, 瞬时爆发只能发生于 $M_{\text{core}} < 1.35 M_{\odot}$.

(4) 延迟爆发^[46]

如果超新星不能瞬时爆发 (对于较大质量的恒星这种情形几乎是显然的), 那么人们就碰到了一个问题: 一个包含超过了 10^{46}J 的热能和引力势能的核, 同时它的核外层还包含了足够塌缩到黑洞的角动量, 这样一个物体的继续演化会是什么样子: 尤其是, 它还会产生一个超新星吗?

1982 年当 Wilson 运算一个质量为 $10 M_{\odot}$ 的模型时, 注意到所有向外运动的激波由于衰减而停止后的一个有趣的行为: 把计算延长到几百毫秒 (多数以前的运算约在 20 毫秒时便停止了) 时, 一个弱的爆炸 ($4 \times 10^{43} \text{J}$) 产生了, 虽然很弱, 但仍然足够解释一些 II 型超新星的光变曲线及总能量. 更进一步的分析表明, 产生这个能量的机制是中微子输运.

随着激波向外传播的失败, 一个几乎不动的“中微子球”在大约 40km 处形成, 它的密度大约为 10^{11}g/cm^3 . 有效发射温度为 $\sim 5 \text{MeV}$. 停止了的激波演化为一个吸积激波, 它的位置在中微子球的外面, 大约为 100~300km 处, 密度 ($\sim 10^8 \text{g/cm}^3$) 而温度约为 1.5MeV . 从新形成中子星辐射出的中微子 (能量 $\sim 10^{46} \text{J}$) 的一小部分 ($\leq 5\%$) 被俘获到激波后的中子和质子 (以后还会散射到电子-正电子对上) 上并加热了物质, 最后使激波复活并继续向外传播. 人们感兴趣的激波后的区域对中微子来说是光学薄的, 但真正相互作用的那一小部分中微子还是储存了一些能量. 当物质

向外膨胀时这个能量只受到一个几何 $1/r^2$ 因子的衰减, 因而膨胀是不稳定的, 不能达到新的平衡状态. 当吸积的能量超过某个数量时, 爆炸性膨胀便开始了, 使恒星的外壳被抛射.

但 Wilson 的“延迟机制”的正确性还没有被其他理论家证明和广泛接收, 事实上有很多证据表明, 用不同的计算机程序来模拟中微子输运物理过程, 其爆炸是很不确定的.

(5) 旋转对模型的影响

考虑旋转及忽略旋转的最大不同是: 在旋转核中, 离心力将使塌缩在到达核密度之前停止. 由于角动量守恒引起的离心力的增加使物质不再以径向轨迹下落, 并引起了赤道平面的物质下落没有两极的物质下落得快, 引起核的不断变平. 与球对称图象相比, 旋转模型中塌缩时标更长.

球对称核在反弹后不久就静止了. 而与此相反, 由于离心力的影响, 旋转核反弹的内陷动能将转换为振荡, 此振荡被非球对称压力波衰减. 因而反弹后旋转核将以不同的轴对称径向模式和表面模式的叠加而振荡. 这些模式的频率取决于内核的平均密度. 数值模拟表明, 如果塌缩在刚达到核物质密度以前停止的话, 则径向振荡的幅度增加并且是非线性增加的.

激波的传播还由于下面几个因素受到旋转的影响:^[44]

1) 旋转引起核在较低的密度的反弹, 意味着 IC 的下陷动能的减小从而激波初能减小了.

2) 使 IC 的质量增加了约 10%~20%.

3) 在外层核, 塌缩中得到的束缚能转换成旋转能和下陷动能. 根据位力定理, 旋转的行为象一个 $\gamma=5/3$ 的气体, 因而它帮着稳定了处于引力势阱中的激波加热物质, 即下陷动能的一大部分用于支持激波波后面的加热物质的膨胀, 直到在较大半径较低势能处达到平衡态. 由此而产生的推力做功增加了膨胀内核的能量并使激波的强度增加.

4) 超音速流的不对称性引起了激波依赖于角度的传播速度.

它是加强还是减弱激波取决于核的角动量的大小及分布.

旋转对观测的另外两个影响是:

1) 在旋转核的塌缩过程中将发出引力波.

2) 在反弹前后的旋转核的非球对称密度分层可能会以一种特定的方式改变中微子信号, 引起中微子的辐射是依赖于方向的.

(6) 近年来对 II 型超新星的数值模拟

1) 球对称模型正如上面提到的, 目前 II 型超新星存在着两种机制: 瞬时爆发机制和延迟爆发机制. 瞬时爆似乎只能应用到 $8 \sim 12M_{\odot}$ 的质量范围, 而延迟爆由似乎所有的 II 型超新星的前身星尤其是质量更大的 ($\geq 20M_{\odot}$) 都可应用.

对瞬时爆的模拟指出: 决定激波传播是失败还是成功的唯一最重要的因素是铁核与 IC 之间的质量差. 如果这个差太大时 ($\geq 0.45M_{\odot}$) 则不可能产生成功的激波传播, 因为由于重核的光致离解引起的能量损失超过了必须用来使激波加热物质连续膨胀的能量^[47]. 塌缩时的铁核质量取决于主序星的质量, 主序星质量较小时铁核也小. 但实际的值取决于对演化的晚期核反应及能量运输的处理, 其范围是: $13M_{\odot}$ 模型的 $1.18M_{\odot}$ ^[48] 到 $25M_{\odot}$ 模型的 $1.85M_{\odot}$ ^[49]. 而 IC 的质量则敏感地依赖于初始的熵值及中微子输运. 这两个因素决定了内核的最终俘陷轻子数 Y_1 , 从而决定了其质量.

中微子输运对最终轻子数的影响被很多人详细地研究过.^[50] 无论是在瞬时爆还是在延迟爆中它都扮演了一个重要的角色. 目前已经从简单的俘陷或渗漏模式发展到非局部热动平衡 (NLTE) 输运模式, 允许对中微子分布采用非 Fermi-Dirac 形式的非平衡态形式.

EOS 对瞬时爆的影响也是很大的. 一个较软的 EOS 使塌缩进行到更高的密度, 因而 IC 的束缚能较高. 使初始激波能量增加, 从而瞬时爆的可能性也增加了. 如果模型的计算中包含了广义相对论的影响, 则这个效应更为显著.^[51]

目前所有在这个领域研究的人一致认为：^[50]当中微子输运的详细影响都考虑进来时，目前的初始模型，尤其是有大于 $1.35M_{\odot}$ 铁核的模型不能由瞬时爆来爆炸，不管采用的 EOS 是什么。因而恒星演化的传统模型排除了主序星质量大于 $12M_{\odot}$ 的恒星由瞬时爆产生 II 型超新星的可能性。

另一个被广泛讨论的机制是延迟爆。⁽⁴⁵⁾Wilson 等计算了多个恒星模型的流体动力学演化一直到核反弹后大约 1s，并且在所有的情形里都发现产生了爆炸。但在多数情形下爆炸能量 ($\leq 4 \times 10^{43}$ J) 太低了，不足以解释典型 II 型超新星的光变曲线，只有对相当大质量的星 ($M \geq 25M_{\odot}$)，使爆炸性 O 燃烧给爆炸增加了足够的能量来解释一个典型的事件。

Wilson 发现，对他的中微子输运模式作一个很小的改变就可以让一个成功的爆炸失败。这可能意味着延迟爆根本不可能。因此我们面临这样一个问题，对 $M \geq 20M_{\odot}$ ，爆炸机制到底是什么？为解决这个问题人们必须建立更复杂的模型，例如，旋转的影响，磁场的影响等等。

2) 轴对称旋转模型

到现在为止，只有少数人打破球对称的假设并采用轴对称二维超新星模拟来研究旋转对模型的影响。^[44]很明显，旋转塌缩核的模拟比球对称核塌缩的模拟计算上更为困难且更费机时。但已作过的这方面的模拟之少还是令人很奇怪的，因为：(1) 恒星，尤其是大质量恒星，一般是旋转的。(2) 至少有一些 II 型超新星爆炸留下的致密遗迹，如毫秒脉冲星，是以很高的速度旋转的。(3) 由于角动量守恒和离心力的增加，一个小的初始旋转能已经能够完全改变标准的塌缩图象。因此包含旋转对于 II 型超新星爆发的模拟是至关重要的。这个论点被前面所述的事实支持：到现在为止还没有对 $M \geq 15M_{\odot}$ (即铁核质量 $M_{\text{core}} \geq 1.35M_{\odot}$) 的恒星的球对称塌缩令人信服地产生一个超新星爆炸。

最近的轴对称模拟由 Monchmeyer^[44]等人完成。他们计算了

角动量有不同的数量和分布的多个模型序列. 初始角动量分布的选择是二维模拟里的最大问题之一, 因为目前还没有旋转大质量星一直到铁核塌缩的演化计算. 初始角动量的数量和分布只能由稳定性考虑得到.

应该指出的是, 相似区的概念是不能应用到旋转核上的, 但还是存在一个分隔亚音速与超音速下落的表面, 内核 (IC) 可以定义为在一个常密度表面里的物质, 在这个表面上, 角向平均的径向下陷速度有极大值.

在塌缩的过程中, 每个模型都形成了一个亚声速下陷的 IC. 大约在反弹前 $10\sim 20\text{ms}$, IC 开始快速收缩, 由于角动量守恒, IC 显著地变平了. 在反弹时, 每个模型的两极与赤道的直径之比大约为 0.5. 下陷速度的图象在塌缩时是非对称的, 尤其是在超声速区反弹时, 极大两极下陷速度与极大赤道下陷速度之比的范围是 $1.8\sim 2.5$. IC 在两极方向的极大压缩发生于赤道收缩被完全停止以前.

在一个初始值 $\beta_i=0.02$ 的模型里, β_i 为旋转能与势能的比. 当中心密度为 $2\times 10^{13}\text{g/cm}^3$ 时离心力已经使塌缩停止了. 在一个相当弱的激波波前后面建立了一个旋转平衡态. 这个图象的更进一步演化还没有被考察过.

在第二个旋转慢一些的模型 ($\beta_i=0.005$) 里, 反弹由核密度时 EOS 的变硬引起, 结果 IC 的下陷动能的一大部分在反弹后 0.3ms 里转换为激波. 因而 IC 的振荡幅度很小. 尽管激波有一个相当小的 $\sim 3.6\times 10^{44}\text{J}$ 初始能量, 激波还是在它被阻凝之前达到了 $1.3M_\odot$. 这是由于旋转对激波后物质的致稳效应的结果. 与一维模型不同, 二维的激波波前之后产生了 R-T 不稳定性. 但在模拟中发现, 由不稳定性引起的熵梯度的减小使激波变弱.

在 $\beta_i=0.01$ 的模型 (是上面两个模型的中间情形), 由于离心力的作用, 反弹发生于亚核密度 $1.5\times 10^{14}\text{g/cm}^3$, 因而 IC 的下陷动能只有 $1.6\times 10^{46}\text{J}$, 但由于在亚核密度时物质的绝热指数较小,

IC 更容易被压缩. 在这个模型里, IC 的下陷动能不是直接转换给激波, 而是为 IC 的一个大尺度反弹后膨胀供能, 另外, 离心力也支持激波后物质的膨胀, 由于这些有利的效应使激波到达甚至穿过了 Si 球壳, 显示出一个弱的爆炸.

4.3 光变曲线

在 SN II 的观测 LC 基础上, Barbon 等^[26]把它们分为两个主要的分支: 在 LC 上有一个明显的平台阶段的被称为 SN II-P, 约占观测到的 II 型超新星的 2/3; 而 LC 在光极大后显示一个快速的下降并在大约 100d 后改变斜率, 下降得较慢的被称为 SN II-L, 它们与 SN Ia 的 LC 很相似.

在过去的将近 30 年中, 对这些 LC 的理解有了飞速的发展. 决定观测结果的关键物理参数是由核过程储藏在外包层里的总能量, 超新星爆发前恒星的密度分布及组成, 以及在爆炸中产生的放射性物质的数量及分布. 为了使 LC 的计算更方便, 人们一般把核看成一个点质量, 并在延伸包层的底部瞬时存储 $\sim 10^{44}$ J 的能量. 人们认识到这种简化的模型在很多方面与观测的 LC 是一致的, 尤其是 SN II-P, 只要外包层有足够的延伸 ($10^{13} \leq R \leq 10^{15}$ cm) 并且爆炸总能为 10^{44} J 的量级. 而忽略了质量损失的恒星演化计算表明, 对于质量为 $15M_{\odot}$ 和 $25M_{\odot}$ 的星族 I 的恒星在铁核塌缩中应该具有这样的延伸外壳. 还有更多的计算显示出了这些理论与观测的一致性, 使我们在这里能对产生这些 LC 的物理过程加以描述.^{[1][2][3]}

以质量为 $15M_{\odot}$ 的恒星作为一个例子. 理论模型指出: 当核里产生的激波传播到恒星的表面之后, 就开始了一般所谓的超新星事件. 首先产生了一个大约 30min 长的紫外线脉冲, 被称为 UV 闪. 当超新星的表面由于膨胀及辐射而冷却时, 其光度急剧下降. 同时, 恒星的其他物质也被冷却并由于绝热膨胀而加速. 在这个加速的过程中, 大部分的物质是足够光学厚的, 使 99% 的超新星总能量转化为膨胀物质的动能, 而只有 1% (典型的为 10^{42} J) 的

能量保留为辐射能并在恒星膨胀到约 10^{15}cm (为其初始半径的 30 倍) 时变为光学变薄时才发射出来。

紧接着, 由于 H 复活波前在恒星的爆炸外壳里的传播, 产生了一个 2 到 3 个月时间长的发射平台。在这个期间, 观测的光球温度稳定在大约 $6\,000\text{K}$ 附近, 在这个温度下, H 被复活, 而光球的绝对大小近似稳定于约 $1.5 \times 10^{15}\text{cm}$ 。产生光球半径不变的原因是此时外包层膨胀较慢并且光球随着复活波前相对于包层物质向内运动。半径的稳定使光度几乎保持不变, 直到复活波到达了缓慢运动的内核。

后期的光变曲线主要是由爆炸合成的 ^{56}Ni 的放射性衰变供能。

上述模型能够比较满意地解释具有平台阶段的 SN II -P 事件。因为 SN II -P 事件的极大光度有很大的变化范围, 而上述模型的前身星的半径的变化范围也比较大, 正好能解释这个现象。

除了上述瞬时能量输入模型以外, 还有人提出连续能量输入模型。如把包层的膨胀及能量的辐射归因于中央脉冲星。但结果产生的 LC 与观测的有很大的差别。

SN II -L 的光变曲线无论是极大光度还是总体的 LC 形状都非常相似, 这与观测到的 SN II -P 事件的 LC 变化很大形成了鲜明的对比。毫无疑问, SN II -L 的 LC 的均匀性将对任何一个可靠的 SN II -L 模型提出约束。而出现在文献中的能较好地模拟 SN II -L 的 LC 模型并不多。

Barbon 等^[26]提出 SN II -L 的模型可能与 SN II -P 完全相似, 只是 H 包层的质量要小一些。很短的光度平台期是 SN II -P 的模型当包层质量较小时的自然延伸。假设减小包层质量的原因是恒星风, 那么, 人们应期望观测到一个平台持续期长短的连续变化。Barbon 等提出在他们的超新星样本里有一两个从 SN II -P 向 SN II -L 转换的事件的可能性, 这两颗超新星有相对较短的平台期。因而这个模型认为 SN II -L 也来自于一个大质量星的铁核塌缩,

产生大约 $0.1M_{\odot}$ 的放射性 ^{56}Ni 为晚期 LC 供能.

人们为 SN II-L 提出的第二种模型是建立在 SN I-L 的 LC 形状与 SN Ia 的相似性的基础上. Dogget 和 Branch^[52] 提出 SN II-L 可能来自于与 SN Ia 相似的爆发机制, 即简并 C/O WD 达到钱氏质量极限的热核爆炸. 在这个假设中, SN II-L 与 SN Ia 模型的主要差别就是在爆炸时 SN II-L 有一个 H 包层存在而 SN Ia 没有. 这样 SN II-L 将与 Iben 和 Renzini^[15] 描述的 “SN I 1/2” 相似. 这样的恒星处于形成非简并 C/O 核的质量分界线以下, 因而在爆炸时其总质量必然小于 $8M_{\odot}$. 一个有 $7M_{\odot}$ 延伸 H 包层的模型的热 LC 看上去与其他大质量延伸 H 包层超新星 (SN II-P) 很相似. 较小的包层质量是可能的, 因为初始包层的一部分可能会由于在 C/O 核增加质量时的脉动或恒星风而丢失. SN Ia 的 LC 几乎全部是由于 ^{56}Ni 的放射性衰变供能, 而激波能量的扩散释放可以忽略, 因而, 如果事实上 SN II-L 确实与 SN Ia 相似的话, 人们就期望有一个低质量, 相对致密的前身星包层以及一个相当明亮的由 ^{56}Ni 供能的光极大事件. 这样的模型对于极端明亮的 SN II-L, 如 SN1979C 可能是更适合的. Young 和 Branch^[53] 指出, 从峰值到第 400 天 SN1979C 的绝对蓝光度与 SN Ia1972E 非常的相似.

Swartz 和 Wheeler 等^[54] 提出了 SN II-L 的另外一种可能的模型, 即爆炸时有较小核质量的中等质量恒星的核塌缩. 从理论上来说, 质量范围为 $8\sim 10M_{\odot}$ 的恒星将以非简并的方式燃烧 C, 并将形成一个钱氏质量附近的 O-Ne-Mg 核. 由于电子俘获引起了核的塌缩. 在塌缩之前, 中间区域的 He 被抽送到包层, 使包层富 He 及 CNO 过程产生 N. 这样的爆炸可能会有较小数量的爆炸核合成, 对于 LC 的形成, 这一点是很重要的, 因为 SN II-P 和 SN Ia 的晚期 LC 都由放射性衰变能为能源, 毫无疑问对 SN II-L 的晚期 LC 也会是这样. 在 Swartz 等的工作里, 对三种模型都作了对比, 即有 H 包层的 C/O 核在达到钱氏质量时的 C 爆燃模型, 大质量星的铁核塌缩, 以及钱氏质量 O-Ne-Mg 核由于电子

俘获诱发的核塌缩模型，并考察了不同的包层质量、初始半径和组成。这些参数值只在很小的范围里与观测是一致的，在这个小范围里只能得到观测 LC 特征的一部分，没有一个模型能够在整个 LC 形状以及绝对星等上与观测完全相符。LC 的尾巴只有当爆炸合成的放射性 ^{56}Ni 的质量较小($0.01M_{\odot}$)时才能拟合出。平台期的消失是通过较小包层质量和包层 He 丰度增强来解释的。这些证据使他们认为，SN II-L 的较适合模型是 O-Ne-Mg 核的塌缩。

4.4 光谱

(1) 观测光谱

比较亮的 SN II-L，如 SN1979C，在光极大附近其光谱几乎是一个连续谱。IUE 的紫外光谱显示出 SN1979C 和 SN1980K 都有一个紫外超，Fransson⁽⁵⁵⁾把这归因于从激波来的硬辐射被环星星云的电子康普顿散射的结果。光极大后大约 1 个月， H_{α} 发射线和 Fe 发射线变得显著起来，其中 H_{α} 线没有蓝移的吸收成分。几个月后 [OI] $\lambda\lambda 6300$ 、 6364 线出现了，这个线的出现被认为是富氧核物质的暴露，但最近在 SN1987A 上的工作显示出，H 包层里只要有太阳丰度的 O 成分就足以产生强的发射线，故这个结论不可靠。

被很仔细研究过的 SN II-P 事件的样本太少，因而不能确定 SN II-P 与 SN II-L 的光谱是否存在系统的不同。比较亮的 SN II-P，如 SN1986I，在刚开始的光谱中已经显示了较弱的 H_{α} ，除此而外是一个无谱线的连续谱，两周以后强的 H_{α} 线和 Fe 线出现了，出现得这么早是否代表了什么意义还不清楚。 H_{α} 的谱线显示了一个显著的 P-Cygni 蓝移吸收成分。但目前的数据太少，还不足以说明蓝移成分的存在与否能不能成功地区分 SN II-P 与 SN II-L。

SN1987A 显示了其独特的光谱演化。到光极大后第二天 Ca II H, K 线就很强了，并且 H 的 Balmer 线已经完全形成，出现很强的 P-Cygni 轮廓，还没有其他的超新星显示过这一性质。

在光极大几个月后,光谱进入了星云光谱期.星云光谱 SN II - L1979C 的发射线是很突出的,仍没有 P-Cygni 吸收成分.这可能是从这颗超新星射电辐射推出应该存在的环星致密星风的发射的结果. SN1980K (II-L) 也显示强的射电辐射, H_α 线亦无吸收成分. 此外 [OI] $\lambda\lambda 6300, 6364$ 线的发射可能会部分地填充 H_α 的吸收成分.

SN II -P 的 H_α 辐射也很强并伴有蓝移吸收成分,在极大后 6 周左右有弱的 [OI] $\lambda\lambda 6300, 6364$ 线,但吸收仍很强.

SN1987A 6 个月以后的光谱有 H_α 和 H_β 强 P-Cygni 谱线,并有强的 [OI] 和 Ca 线,它的光谱发展是比较独特的,没有任何其他的 II 型超新星显示如此明显的 P-Cygni 行为以及在这个阶段如此显著的其他谱线.

(2) 模拟光谱

图 9.6 显示出光极大时的 SN1979C 的观测光谱及合成光谱.合成光谱并不是非常好地拟合了观测光谱,可能是由于 H_α 是受碰撞激发而不是共振散射的缘故,但合成光谱模型的原理可能是正确的,因为不同的研究者都得到了相似的结果.例如三个不同的小组利用 SN1979C 的合成光谱推出的温度、半径和速度来计算它的距离,其结果分别为 24Mpc、23Mpc、22Mpc.但所有的这些计算都忽略了较大连续谱不透明度及在光球处于一个较平的密度分布的可能性,而这两种情况都会很大地改变推出的光度.

从光谱中不能十分明确地推出物质的丰度,除非我们能对包层的激发和其他条件有精确的了解.但不论是假设太阳丰度或星际介质丰度都不会产生明显的区别.谱线形成区的质量只需大于零点几个太阳质量,但在快速膨胀的情况下要保持一个光学厚的连续谱一直到长于 1 年,则需要喷射质量至少大于 $5M_\odot$.

每一个 SN II 事件的光谱变化方式都与其他事件或多或少的不同.但显然这是由于其温度、密度、速度的变化不同,而不是辐射气体的组成不同.

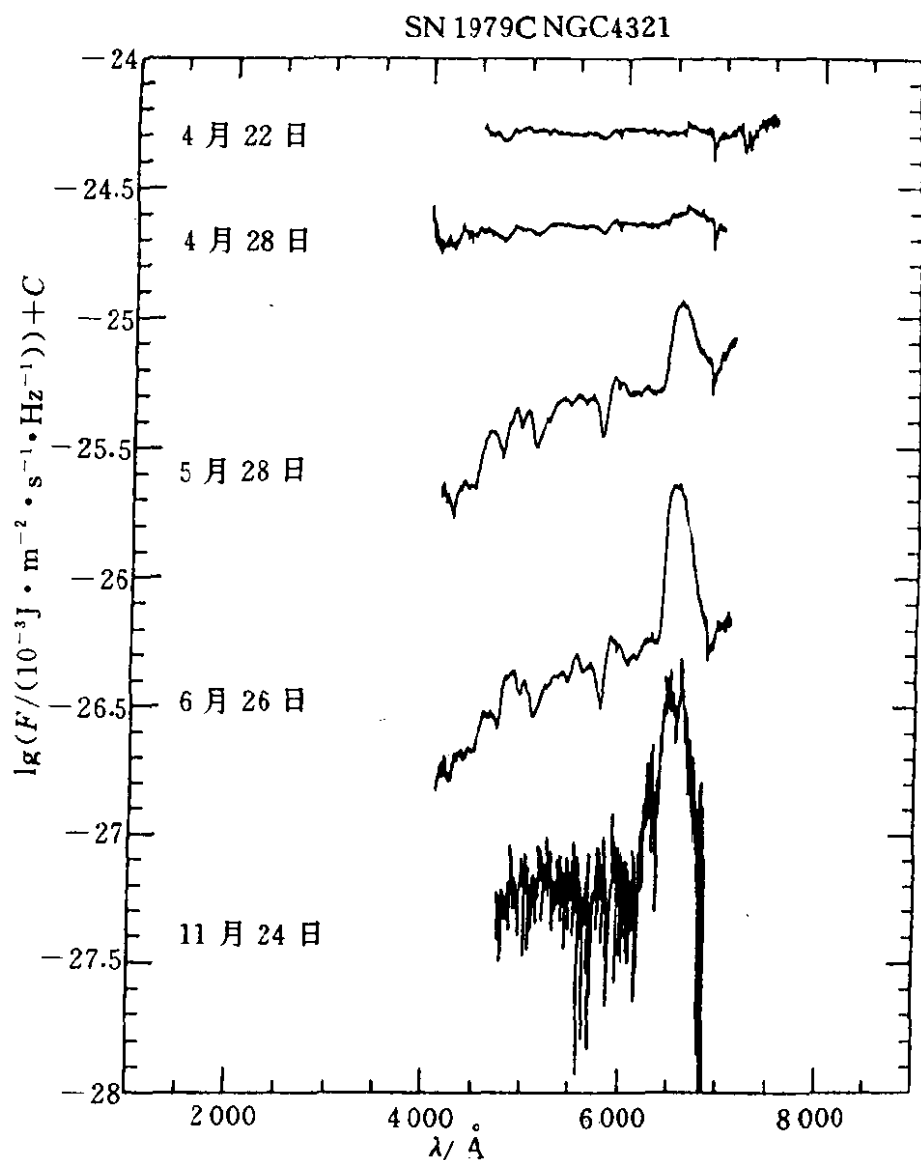


图 9.6 SN I 的光谱

Swartz 等^[3]对 SN1987A 的光谱研究发现，为了激发 Balmer 发射线，放射性⁵⁶Co 必须存在于富 H 包层中，这与从超新星的 X 射线与 γ 射线的早期观测推出来的是一致的。

Swartz 等发现，200 天时 SN1987A 的最合适模型是一个其组成除⁵⁶Co 被混合外，其他元素保持原来的分布且光球位于富 H 包层的底部而不在重元素核的模型。从观测光谱及与三个无混合、适度混合以及很强混合的理论模型的比较说明，即使没有来自于内层的混合，在 Balmer 线被足够激发的条件下，富 H 包层里已经有

足够的 O 和 Ca 来解释观测到的强发射线。如果光球处于 H 包层的底部使内部重元素核在光学上不被看到，则不会出现没观测到的重元素的窄发射线。成分的极端混合趋向于在外包层出现太多的 O 和 Ca，从而使相应的发射线太强太宽。最合适的模型是：有初始的分支成分，但⁵⁶Co 被很好地混合于 H 包层使其放射性加热能激发 Balmer 线到观测的强度及宽度，尤其是 H_α。

5. SN1987A

5.1 概述

SN1987A 为我们提供了一次极好的机会来验证大质量星的演化理论，核合成及超新星爆炸理论（详见文献（57），（58）及其所引证的文献）。从光谱上看，SN1987A 显示极强的 H 线，因此是一颗 I 型 SN，应来自于了一颗大质量星的爆炸。事实上，一个大质量蓝超巨星，SK-69°202，被证实为 SN1987A 的前身星。从 SN1987A 观测到的中微子事件证明了目前关于 SN I 理论的正确性，并宣布了河外中微子天文学的诞生。

SN1987A 在所有的波段，包括 X，γ 波段，都被广泛观测。从紫外到远 IR 的宽波段测光可以使我们构造出其热 LC，从而使我们能够探查出发生于 SN1987A 内的物理过程。

SN1987A 证实了我们对于恒星演化理论的基本预言，并提供了有关超新星爆炸总能 E^{56} ，Ni 的质量及分布，富 H 包层质量等重要信息。这些都是非常重要的物理量，因为目前的大质量星的演化到爆炸的理论中包含着相当多的不确定性，如：（1）把塌缩转为爆炸的机制，（2）质量损失，（3）对流及物理的混合。

SN1987A 还显示了一些没预料到的新的情况，包括：

- 1) 前身星是一颗 BSG (Blue supergiant) 而不是 RSG (Red supergiant)。
- 2) 独特形状的光学 LC。
- 3) X 射线及 γ 射线的较早出现。

4) 抛射物 (ejecta) 中尘埃的形成.

5) 环星物质的状态.

考虑这些情况将有助于我们对混合、质量损失及大质量星爆炸机制的更深理解.

5.2 SN1987A 的前身星的演化

(1) 观测: SN1987A 的前身星为一颗 BSG, 它的有效温度为 13 000K, 光度为 $1.3 \times 10^5 L_{\odot}$, 半径 R 为 $3 \times 10^{12} \text{cm}$. 超新星爆发前的光度取决于 He 核质量 M_{c} 的大小. $M_{\text{c}} = 8, 6, 4, 3.3 M_{\odot}$ 时, 分别给出 $L = 1.9 \times 10^5, 1.3 \times 10^5, 6.1 \times 10^4, 4.0 \times 10^4 L_{\odot}$. 因此, 从这一关系可以推出其前身星的核质量为 $M_{\text{c}} \approx 6 M_{\odot}$, 故其主序星质量 $M_{\text{MS}} \approx 20 \pm 2 M_{\odot}$.

为什么 SN1987A 的前身星是一颗 BSG? 这是一基本的问题, 因为以前的理论倾向于认为 SN I 的前身星应是一颗 RSG. UV 的观测提供了有关这一问题的重要线索. 从 CNO 元素的 UV 发射线人们测出辐射大气的膨胀速度小于 30km/s, 且 N/C 和 N/O 的丰度比远大于太阳的相应比值. 这些证据清晰地说明了 CNO 循环产生的物质在它的 RSG 阶段从前身星中丢失了. 这暗示着它的前身星曾演化到 RSG 阶段, 丢失了其实富 H 包层的一部分后又收缩为一颗 BSG. 目前从 HST 对 SN1987A 的观测, 清晰地显示出有一个环环绕着 SN1987A, 证实了这一演化图象.

(2) 蓝向红的演化及质量损失:

SN1987A 的前身星的不规则的演化行为可能归因于大麦哲伦云 (LMC) 的低金属性. 很多人研究了大质量星低金属性时的演化. 这些模型采用了对流的史瓦西判据, $M_{\text{MS}} = (21 \sim 23) M_{\odot}$, 低金属性 $z = 0.005$, 并从主序星一直演化到 Ne 点火. 采用了较大的质量损失率, 且取质量损失率为 L 和 T_{eff} 的函数.

恒星保持 BSG 还是演化到 RSG, 可以通过 BSG 存在或不存在包层解来理解. 对于给定的 L , T_{eff} 及 M_{core} , 为使包层与核相匹配, 则 M_{env} 与表面 He 丰度的一个确定关系必须被满足. 举例来

说, 如果 $L=1\times 10^5 L_{\odot}$, $Z=0.005$, 则 $Y=0.25, 0.4$ 分别对应于 $M_{\text{env}}=16M_{\odot}, 10M_{\odot}$. 如果 $Y=0.25$, $M_{\text{env}}=16M_{\odot}$, 则它将保持 BSG, 但如果恒星丢失很大一部分包层质量, 它将向红端移动到 RSG, 因为它的 M_{env} 太小了, 对于其 L 和 Y 它不能保持为 BSG, 因而质量损失是使恒星向红端演化的驱动机制.

(3) RSG 向 BSG 的演化及混合:

RSG 向 BSG 的演化发生于 C/O 核形成及 He 球壳燃烧之后. 恒星保持 RSG 或演化到 BSG, 取决于 L_{core} 及 L_{surf} 的平衡, 而 L_{surf} 又取决于表面丰度, 因而取决于混合.

向蓝端的演化对于低金属性包层 ($z<0.01$) 更容易发生, 而对于有较大 z 的包层其不透明度较大, 从而必须使 Y 增加较大才能使不透明度显著减小, 因而难以发生.

5.3 光学光变曲线

SN1987A 被证认为一颗 I 型超新星, 它的 LC 是很独特的:

- (i) 在中微子爆之后, 视星等达到 6.4^{m} 只花了 3h.
- (ii) 在 V 波段的平台阶段, 其视星等比一个典型的 I 型超新星要暗很多.
- (iii) 其光学光度一直保持到第 84 天都减小很少, 形成了一个宽的峰.
- (iv) SN1987A 的光变首先很快下降然后缓慢地以 $0.01^{\text{m}}/\text{d}$ 下降, 与 ^{56}Co 的衰减率一致.

在理论模型中, LC 有两种能源供给:

- (i) 激波建立了一个初始辐射场, 有大约爆炸能一半的能量. 一直到第 25 天的早期, LC 可以通过这个能量的扩散释放来解释.
- (ii) 晚期 ^{56}Co 的放射性衰变为 LC 提供的能量.

理论计算的 LC 形状对流体动力学很敏感, 因而是一个有用的工具来推断出元素的分布, M_{ejecta} 、 E_{exp} 等. 例如, 观测的 (i) 及 (ii) 两点对前身星的半径和 E_{exp} 强加了一个很重要的限制. 首先我们描述一下影响 LC 形状的流体动力学现象.

当激波(SW)向表面传播时,SW 扫过层经历加速及减速. SW 到达恒星表面的时间 t_{prop} 为:

$$t_{\text{prop}} \sim 2^{\frac{1}{2}} (R_0 / (3 \times 10^{10} \text{m})) [(M_{\text{ej}}/10M_{\odot}) / (E/10^{44} \text{J})]^{1/2}$$

其中 R_0 为恒星初始半径.

当 SW 到达表面以后, 恒星开始膨胀且不久膨胀就变成一个 $V \propto r$ 的相似膨胀, 速度梯度在表面附近很陡, 而在 He 层及重元素核中则几乎是平的, 这是因为当膨胀核打到富 H 包层上时会产生一个反激波 (reverse shock), 从而使核物质减速并形成一个致密球壳. He 层和重元素核层的动能只有总动能的 10%.

当恒星膨胀时, 光球向内部退缩. 由于表面附近的较陡的速度梯度, 这将使光球物质的速度下降. 我们把这个改变与 $V_{\text{ph}} = R_{\text{ph}}/t$ 作了比较, 其中 R_{ph} 是从光电测光中得到的黑体的表面半径. 结果光球速度的变化与观测的结果符合得很好.

5.4 X 射线光变曲线及成块 (clumpy) 混合

当 ^{56}Co 衰变产生的 γ 射线光子 (847keV、1 238keV、2 599keV...) 经历多次康普顿散射时退化为 X 射线. 当抛射物 (ejecta) 的柱密度随着膨胀而减小时, 散射和光电吸收减小, 因而这些 X 射线及 γ 射线被预言会从超新星中出现. 来自于 SN1987A 的 X 及 γ 射线已经被 X 射线卫星 Ginga 和 SMM 观测到. 然而, 这些 X 射线及 γ 射线比理论预言的要早得多被观测到. 如果 ^{56}Co 被混合到富 H 包层, 则这个问题可以被解决, 因为对 ^{56}Co 层来说, 它的柱密度取决于混合.

(1) $t < 300\text{d}$ 的 X 射线 LC

混合对 X 射线 LC、 γ 射线 LC 的影响是: i) γ 射线和由康普顿退化而来的 X 射线由于到 ^{56}Co 层的柱深减小而出现较早. ii) 富 H 包层的 X 射线的光电吸收较大, 使在相对较早的阶段 10~30keV 的 X 射线流减小.

(2) $T > 300\text{d}$ 的 X 射线 LC 及成块的影响:

在后期阶段, 观测的 16~28keV 的 X 射线流比理论计算出的

假设均匀球对称混合情形计算出的 LC 下降得要慢得多. 理论上的 X 射线流的下降是由于富重元素核的光电吸收造成的.

在这个阶段的理论计算必须考虑成块性对核里的光电吸收的影响. 核与包层物质的混合将产生一个非球对称的元素分布, 即化学不均匀块. 在 $M_r < 8M_\odot$ 里 H 和 He 的数量与重元素是可比的, 如果重元素处于某些特定的块, 大部分的 X 射线将通过富 H 区和富 He 区输运出去, 而不经受很多的光电吸收, 这将有效地减小 X 射线的不透明度.

观测到的 X 射线也可能起源于掩藏着的脉冲星, 如果是这样, 则脉冲星的光度应为 $2 \times 10^{31} \text{ W}$, 应该出现在热 LC 中, 但还没有观测到这样的效应.

5.5 预测未来

SN1987A 已有 8 年多研究历史, 它在光学和红外波段仍被继续观测, 最新的评述文章见文献 (58)、(59). SN1987A 仍在谱写其历史, 此处仅提出三个重要问题: (1) 它的光谱和光变如何演变? (2) 它的致密中心天体何时可观测到? (3) 它抛射的物质碰撞到星周物质时将会发生什么现象?

(1) 光变曲线和光谱

SN1987A 爆发后的 4 年之后, 其能源应是 ^{44}Ti 的衰变, 同时正电子加热率 $L \sim 1.3 \times 10^{29} \exp(-t/78\text{a}) \text{ W}$. 这可维持 $M_v \approx 18^m$ 数十年.

它的光学和 UV 谱是由非热电子所激发的发射线为主, 光谱和谱线轮廓将告诉我们 ^{44}Ti 的分布和正电子能量在壳层内的沉积, 到 10 年时, 它的光学像可扩大到 $\sim 0.25''$, HST 可分辨出它的发射区的成团结构.

(2) 致密天体

中微子爆的观测为形成中心致密天体提供了证据. 但至今未发现此致密天体. 那末, 我们何时, 又如何搜寻到它呢?

此致密天体的光度将暗于 SN1987A, 其脉冲星肯定比蟹状星

云弱,若要光学上可观测,它的光度必须大于或等于 10^{29}W ,所以光学观测是很困难的. X 射线观测亦很难,因为它与背景和邻近 X 射线源 LMCX-1 不好判别. 但有可能由射电观测到脉冲星.

(3) 由 SN 到 SNR

SN1987A 的外部壳层膨胀速度 $V \geq 20\,000\text{km/s}$, 它的环星气体的距离为 0.71y . 超新星的最外层密度很低并将慢慢减速, 它与环星物质的作用可用相似解加以表述. 激波撞击到星环上的时间 t 为: $t \approx 17\text{a} [n_b / (8\text{cm}^{-3})]^{1/6}$, 其中 $n_b \sim 8\text{cm}^{-3}$. 那时将出现一个壮观的景象. 它的发射线将主要是 H 的 Balmer 线, $m_v \sim 15.5^m$ 、 $L \sim 10^{29}\text{W}$. 让我们迎接这一辉煌的日子吧! 在此之前对我们最有兴趣的是来自致密天体的射电辐射, 强度约为 30mJy .

6. 问题和讨论

超新星物理虽有很大发展, 仍存在某些重要问题, 可归结为:

1. SN I a 爆发的机制是热核反应, 最终的证据是直接发现 $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ 衰变时发射的 γ 射线. 光谱和光变曲线必须将 γ 光子和正电子考虑进去, 其理论还应发展.

2. 在发展燃烧理论时, 重要的是研究不稳定性 and 中微子 UR-CA 过程, 研究将对流加入的爆燃和爆轰过程, 研究两过程的有效组合过程.

3. 研究热核反应率时, 应将屏蔽效应加以考虑, 在 SN I a 和核心塌缩中 β 过程的速率是很重要的.

4. 物态方程 (EOS) 显然起着重要作用, 物态方程直接影响到反弹参数和爆发过程及其后果.

5. 中微子传输仍占重要地位, 它直接关系到 SN II 的爆发. 最困难的问题是由透明到不透明的过渡区, 以及中微子振荡, 中微子电荷和磁矩也应加以考虑.

6. 各类超新星的爆发机制的物理差别以及与前身星的关系都远未解决, 应从物理上寻求答案.

7. 超新星的分类的物理基础仍需深入探讨,最近发现的特殊样品(SN1987A、1987K、1990N、1991T以及1993J)是物理上差异还是分类存在问题应深思.

8. 混合和不稳定性越来越引起重视,它是超新星动力学中一种小修正还是未认识到其重要作用的物理过程,应仔细分析二维和三维计算的结果.

显然超新星爆发还涉及许多纯天文学的问题:爆发的统计分析,深入观测和分析它的光谱和光变曲线,巡天观测.特别是在双星系统中寻找超新星前身星和探索它与脉冲星的联系.超新星及其遗迹的动力学过程以及恒星的演化还有待深入研究.

超新星爆发,超新星物理正经历着由感性到理性发展的艰难历程.21世纪它很可能成为物理发展的一个突破口,我们应勇于迎接这一挑战.

参 考 文 献

- [1] Müller E. Supernovae: observation and Theory. Lecture Notes in physics, Berlin : Spring-Verlag, 1991
- [2] Petschek A G. ed. Supernovae, Berlin : Spring-Verlag, 1990
- [3] Woosley S. ed. Supernovae, Berlin : Spring-Verlag, 1991
- [4] Wheeler J C, Harkness R. Type I Supernovae, Rev. prog. phys. 1990, 53 : 1467
- [5] Wheeler J C, Piram T, Weinberg S. ed. Supernovae, Singapore : World Scientific, 1990
- [6] Aaudouze J. ed. Supernovae, Elsevier Science publisher, 1991
- [7] Kundt W. ed. Supernova shell and their birth events. Berlin : Spring-Verlag, 1989
- [8] Kundt W. ed. Neutron stars and their birth events, Kluwer Academic publishers, 1990
- [9] Kafatos M, Michalitsianos A. ed Supernovae 1987A in LMC, Cambridge : Cambridge Univ. press, 1988

- [10] Arnett W D, Babcall J N, Kirshner R P, et al Ann Rev Astron Astro-
phys 1989, 27 : 629
- [11] Danzier I J. ed ESO Workshop on the SN1987A, ESO Garching bei
München, 1987
- [12] Li Q B, Ma E, Li Z W. ed Supernovae and their Remnants. Beijing :
International Academic Publishers, 1991
- [13] McCray R, Wang Z R. ed Supernovae and Supernova Remnants, Cam-
bridge University press, 1996
- [14] Fillipenko A. Supernovae 1987K, Astron. J, 1988, 96 : 1941
- [15] Iben I. Supernovae of Type I as end products of Evolution of Binary,
Ap J Suppl, 1984, 54 : 335
- [16] Arnett W D. Ap S S, 1969, 5 : 280
- [17] Fryxell B A, Woosley S. Finite propagation time in multidimensional
thermonuclear runways, Ap J, 1982, 261 : 332
- [18] Woosley S, Taam R E, Weaver T A. Models for Type I Supernovae
I. Ap J, 1982, 261 : 332
- [19] Mazurek T J, Meier D L, Wheeler J C. Inherent problems of detonation
formations in white dwarfs, 1988, 301 : 601
- [20] Nomoto K. et al, Ap S S, 1976, 39 : 37
- [21] Müller E, Arnett W D. Carbon Combustion supernovae, Ap J, 1986,
307 : 619
- [22] Woosley S, Weaver T A. in : Radiation hydrodynamics in stars and
compact objects, 1986
- [23] Nomoto K, Theilemann F K, Yokoi K. Accreting White dwarf models
for Type I Supernovae, Ap J, 1984, 286 : 644
- [24] Khokhlov A M. Delayed detonation model for Type Ia Supernovae, A
Ap, 1991, 245 : 114
- [25] Gunji S, Kamae T, Sekimoto Y. A limit on the ^{57}Co gamma ray flux
from SN1987A, Ap J, Letter, 1992, 397 : L83
- [26] Barbon R, Ciatti F, Rosino L. Light Curves and Characteristics of re-
cent Supernovae, A Ap, 1973, 29 : 57
- [27] Pskovskii Y P. Soviet Astron, 1977, 21 : 675

- [28] Branch D. Some Statistical properties of Type I supernovae, *Ap J*, 248 : 1076
- [29] Graham J R. The bolometric light curve of A carbon deflagration supernovae, *Ap J*, 1987, 315 : 588
- [30] Axelrod T S. ph D Thesis, 1980, University of California, Santa Cruz
- [31] Leibundgut B, Kirshner R, Fillipenko A V. Premaximum observations of Type Ia SN1990N, *Ap J Letter*, 1991, 371 : L23
- [32] Filippenko A V, Richmand W, Matheson T. The peculiar Type Ia SN1991T, *Ap J Letter*, 1992, 384 : L15
- [33] Shigeyama T, Nomoto K, Yamaoka H. Possible models for Type Ia SN1990N, *Ap J Letter*, 1992, 386 : L15
- [34] Weiler K W, Sramek R A, Panagia N. Radio supernovae, *A P J*, 1986, 301 : 790
- [35] Wheeler J C, Levreault R. The peculiar Type I Supernovae in NGC991, *Ap J Letter*, 1985, 294 : L17
- [36] Shigeyama T, Nomoto K, Tsujimoto T. Low mass Helium Star models for SN Ib, *Ap J Letter*, 1990, 361 : L23
- [37] Nomoto K. *A Ap*, 1990, 240 : L1
- [38] Fillipenko A V. Early time spectra of Type Ic Supernovae, *Ap J Letter*, 1992, 384 : L37
- [39] Harkness R, Wheeler J C, Margon B. The early spectral phase of Type Ib Supernovae, *Ap J*, 1987, 317 : 355
- [40] Bruenn S W. Stellar Core Collapse. *Ap J S*, 1983, 58 : 771
- [41] Mazurek T J. *Nature*, 1974, 252 : 287
- [42] Yahil A. Self similar stellar collapse. *Ap J*, 1983, 265 : 1047
- [43] Goldreich P, Weber S V. Homologously collapse stellar cores, *Ap J*, 1980, 238 : 991
- [44] Monchmeyer R. ph. D thesis. 1990, Tech Univ Munchen
- [45] Wilson J R. in: Centrella J M ed. *Numerical Astrophys*, 1985
- [46] Wilson J R. in: *NATO ASI on the NEOS*, 1990
- [47] Hillebrandt W, Muller E. in : Bancel D. ed. *problems of Callapse and Numerical relativity*, 1984

- [48] Nomoto K, Hashimoto M. *phys. Rep.* 1988, 163 : 13
- [49] Woosley S, Weaver T A. *Proc. Astron. Soc. Austr.* 1988, 7 : 355
- [50] Bruenn S W. The prompt shock Supernova mechanism, *Ap J*, 1989, 340 : 955
- [51] Baron E. *Nuclear physics*, 1985, A 440 : 744
- [52] Doggett J B, Branch D. *Astron. J*, 1985, 90 : 2303
- [53] Yang T R, Branch D. Absolute light curve of SN1984L, *Ap J*, 1991, 379 : L79
- [54] Swartz D, Wheeler J C. Late time light curve of SN1984L, *Ap J. Letter*, 1991, 379 : L13
- [55] Fransson C, Chevalier R. Late emission from Supernovae, *Ap J*, 1989, 343 : 323
- [56] Branch D. Some statistical properties of Type I Supernovae, 1981, 248 : 1076
- [57] McCray R. Supernovae 1987A, *Ann. Rev. Astron. Ap*, 1993, 31 : 120
- [58] Chevalier R. *Nature*, 1992, 355 : 691

十、 γ 射线脉冲星和 γ 射线爆

陆 埏

(南京大学天文学系天体物理研究室)

射电脉冲星(简称脉冲星)和 γ 射线爆(简称 γ 爆)是中子星的两个最大的品种、迄今为止,人们已经发现了近 2 000 颗中子星,其中脉冲星 500 多颗, γ 爆 1 000 多颗.

γ 射线脉冲星(简称 γ 脉冲星)虽然只占脉冲星中很少一部分,却是十分重要的一类. γ 脉冲星的研究对于了解射电脉冲星的辐射机制乃至中子星物理都极为重要.

γ 脉冲星和 γ 爆在最近几年内取得了突破性的进展,有了重大的发现,从而引起了人们特别的注意. 这两个方面必将在 90 年代天体物理学中占有重要的地位.

1. 历史的回顾

1932 年,英国 Chadwick 发现了中子,消息传到哥本哈根,当时在那里访问的前苏联物理学家 Landau 就提出宇宙间应当存在中子星. 1934 年, Baade 和 Zwicky 甚至已经具体提出,中子星可以在超新星爆发过程中生成^[1]. 1939 年, Oppenheimer 和 Volkoff 更从广义相对论角度研究了中子星的结构^[2].

但观测上却迟迟没有进展,甚至也很少有人试图去进行观测. 这是因为,按照 Stefan-Boltzmann 定律,星体单位面积的辐射功率只依赖于温度,即正比于温度的 4 次方 ($\propto T^4$). 用光学望远镜进行观测,温度大约在 10^4K 左右,因此,星体的光度主要决定于星体表面积. 中子星的半径比通常主序星约小 5 个量级,其光度应小 10 个量级,即使用最大的光学望远镜也难以观测到中子星.

如果中子星表面温度为 10^7K ，那么其光度比 10^4K 情形可以提高 12 个量级。然而，这时的辐射已为 X 射线而不再在光学波段。因此，进行 X 射线观测有可能较容易观测到中子星。实际上，1962 年 Giacconi 等人^[3]确实发现了一些宇宙 X 射线源。然而，高温中子星冷却较快，不可能呈现为稳定的 X 射线源。

意想不到的，真正发现中子星是在低能的射电波段，而不是在高能的 X 射线波段。这是在 1967 年，Hewish 和 Jocelyn Bell 等人发现了第一颗脉冲星^[4]。从已观测到的几百颗脉冲星可看出，脉冲周期大多短于 1s，最长的不过 5.1s，最短的仅只 1.5ms。这样短的时标只可能发生在极小尺度的天体上。事实上，人们很快证认它们为快速旋转磁化中子星^[5]。

仅在发现了脉冲星之后，又观测到一些 X 射线源辐射有周期性现象，才使人们意识到，不少宇宙 X 射线源实际也是中子星。不过，往往不是单星而是双星：其伴星的物质不断流向中子星，引力势能的释放提供了 X 射线辐射的持续能源。^[6]

在发现第一颗脉冲星后不久，人们就发现了一颗极为重要的脉冲星，位于金牛座蟹状星云内，记作 PSR0531+21，常简称为 Crab 脉冲星^[7]。这颗脉冲星不仅在射电波段观测到脉冲，而且也在光学波段、X 射线波段乃至 γ 射线波段观测到脉冲，脉冲周期均为 33.3ms。这是人们所知的第一颗 γ 射线脉冲星^[8]。不久，人们发现船帆座脉冲星（即 PSR0833-45 简称 Vela 脉冲星）^[9]也有光学脉冲和 γ 射线脉冲。这是人们所知的第二颗 γ 射线脉冲星^[10]。它的 X 射线脉冲很弱，直到最近才被欧洲新发射的伦琴 X 射线卫星（ROSAT）观测到。Vela 脉冲星的周期为 89ms。这两颗星的 γ 射线脉冲是分别在 1971 和 1974 年发现的。虽然在 1976 年有人曾宣称又发现了两颗新的 γ 射线脉冲星^[11]，即 PSR1747—46 和 1818—04，但不久就被否定。1974 年以后，长达 10 余年时间内，得到公认的 γ 射线脉冲星一直只有 Crab 和 Vela 两颗。

1987 年，李惕碛等宣布在欧洲高能卫星 COS-B 数据的分析

中又找到了一颗新的 γ 射线脉冲星 PSR1951+32^[12,13]. 这个发现也引起了一些争议^[14]. 1990年, Bennett 等指出, 这可能是一颗有较大噪声的 γ 脉冲星^[15].

在此期间, 脉冲星的 γ 射线辐射理论也取得了一些进展. 要产生 γ 射线, 必须要有高能电子, 也就是说, 应有电子的有效加速机制. 中子星磁层中存在真空隙区会提供良好的电荷加速区. 可能出现的真空隙区有两大类: 一类真空隙区存在于中子星极冠附近, 简称为内隙模型 (RS 模型)^[16]; 另一类真空隙区存在于中子星外磁层中零电荷面附近直到光速圆柱面区域, 简称为外隙模型 (CHR 模型)^[17~19]. 这两种隙区均能将电子 (正电子) 加速到极高能量, 从而有效地辐射 γ 射线.

我们曾在内隙模型基础上, 通过将光子电子级联过程的分化, 找出了一些 γ 脉冲星的可能候选者^[20,21]. 1991年, 我们在这些候选者中, 通过分析 COS-B 数据, 又找到了3颗可能的 γ 脉冲星: PSR0656+14、0950+08 和 1822-09. 其中以 PSR0656+14 的显著性最高, 是 γ 脉冲星的可能性也最大^[22,23].

与发现脉冲星差不多同时, 也在 1967 年, 在进行核爆炸监测时, 无意中发现了来自宇宙空间的 γ 射线突然增强的现象, 此即 γ 射线爆. 但是, 这个发现直到 1973 年才发表出来^[24]. γ 爆的持续时间一般只有几秒、十几秒、几十秒, 少量可以长达几百秒, 短到几毫秒. γ 爆的上升时间大多非常短, 一般在毫秒级, 甚至亚毫秒级. 这样短的时标表明其尺度一定很小, 当在几十千米以下. 所以, γ 爆源一般都认为也是中子星.

γ 爆自发现以来, 经过 20 多年的观测研究, 无论对其时间变化, 还是对其能谱形状与结构, 都已积累了大量的数据资料. 在理论上, 也提出了许多模型, 试图从能源、能谱以及机制等各个方面来了解 γ 爆的本质^[25~27].

近年来, 由于 Compton GRO^[28]的发射 (1991 年 4 月 5 日), 无论在 γ 脉冲星或 γ 爆方面, 均取得了十分重要的成果, 使得 γ 脉

冲星和 γ 爆成为90年代天体物理领域内最令人瞩目的课题之一。

Compton GRO^[28]上安装了4种仪器,即OSSE,COMPTEL,EGRET和BATSE,复盖了非常广阔的能量范围:20keV \sim 30GeV(跨越5个多量级)。OSSE为取向闪烁谱仪实验,适于测量50keV \sim 10MeV范围的 γ 射线。COMPTEL是一个成像Compton望远镜,测量0.7 \sim 30MeV范围的 γ 射线,方位可定准到 $\sim 0.5^\circ$ 。EGRET是一个多层火花室系统,可以测量20MeV \sim 30GeV范围的很高能量的 γ 射线,对强源可以定准到 $\sim 0.1^\circ$ 。BATSE由置于Compton GRO 8个角的8个闪烁探测器组成,主要目的是测量20keV \sim 30MeV范围的瞬变 γ 射线,方位可定到 $1^\circ\sim 6^\circ$ 的精度。

Compton GRO的发射,取得了十分重要的成果。短短的1年多时间里,就发现了4个 γ 脉冲星,即Geminga(0630+18)、PSR1509-58、PSR1706-44和PSR1055-52。Geminga、1706-44和1055-52是用EGRET发现的,能量比较高,谱比较硬;而1509-58却是用BATSE和OSSE发现的,能量比较低,谱比较软。

在 γ 爆方面,Compton GRO也获得了惊人的重大成果。 γ 爆的最大问题是不知道它们的距离。 γ 爆源是近在眼前呢,还是远在天边?没有发现 γ 爆与其它已知天体有任何成协关系,因而没有关于 γ 爆的距离的任何直接信息。但是,以往关于 γ 爆的观测数据,包括时间变化和能谱,虽然不能说决定性地排除了远距离的可能性,却均比较有利于近距离之说。正因如此,关于 γ 爆的模型大多基于近距离源的考虑。然而,Compton GRO BATSE的观测却发现, γ 爆源的空间分布高度各向同性而又不均匀。所谓不均匀,意指越远的越偏少。由于我们的太阳系并不处于银河系的对称中心,各向同性而又不均匀的空间分布几乎完全排除了近距离源的任何可能性。从而,把 γ 爆的研究推向了激动人心的旋涡。

因此, γ 脉冲星和 γ 爆是目前天体物理中十分活跃的领域. 90 年代是这个领域十分关键的时期.

2. γ 射线脉冲星

现在, 让我们稍详细地来讨论 γ 射线脉冲星. 人们已经发现了差不多 560 颗脉冲星^[29], 但是, 观测到的 γ 射线脉冲星还只有 6~8 颗. 虽然为数不多, 却是脉冲星中十分重要的一类.

2.1 γ 射线脉冲辐射的理论认识

脉冲星是具有极强磁场的快速旋转中子星. 这样的中子星, 其外有一个相当厚度的磁层. 脉冲星的辐射便是来源于这个磁层.

1969 年, 脉冲星发现后仅仅 1 年多的时间里, Goldreich 和 Julian 研究了自转和磁矩共轴的轴对称中子星的电动力学, 首次证明中子星周围不可能是真空, 应当存在可观的空间电荷, 构成磁层^[30]. 这个磁层与中子星共转, 一直延伸到光速圆柱面. 当然, 实际观测到的脉冲星不会是轴对称的, 磁矩不会与自转共轴, 否则不可能观测到周期脉冲.

快速旋转的强磁场会感生出强电场, 使中子星极冠中心与边缘之间有 10^{12} V 以上的高电压. Sturrock (1971 年) 指出^[31], 电子在这种强电场中会加速到极高的能量, 其 Lorentz 因数 $\gamma \gtrsim 10^7$. 这种电子的曲率辐射光子具有足够高的能量, 在强磁场中会产生正负电子对, 进而导致级联过程. 但是, Sturrock 没有给出合适的加速区.

由于磁层内 (以及中子星内) 导电率极高, 在忽略电子惯性下, 应有

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\boldsymbol{\Omega} + \mathbf{r}) \times \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

这里, $\boldsymbol{\Omega}$ 是中子星自转的角速度, \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 分别为电场和磁场. 就是说, 磁层内任何电荷所受磁场的 Lorentz 力应与电场力相平衡. 电场 \mathbf{E} 的出现要求有空间电荷 $\rho = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \mathbf{E}$ 存在. 由 (1) 式可知

$$\rho \approx -\frac{1}{2\pi c} \Omega \cdot B \quad (2)$$

具有此空间电荷的磁层紧紧地与中子星一起共转，一直延伸到光速圆柱（与自转轴距离为 $R_c = c/\Omega$ ）附近。由（1）式， \mathbf{E} 垂直于 \mathbf{B} ，即 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ 。

一个高能电子（正电子），如果运动偏离磁场方向，在磁场足够强时，其横向动能会很快以同步辐射形式损耗掉。因此，高能电子总是沿着磁力线运动。由于 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ ，电子得不到加速。如果某处空间电荷分布偏离（2）式，就可以导致 Lorentz 力与电场力的不平衡，出现沿磁场的纵向电场。这种情况会使电荷移动，使空间电荷重新分布，直到恢复（2）式成立。只有当某处出现真空区（隙区），无法移动电荷以恢复（2）式，从而 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$ 得以维持。因此，隙区提供了正、负电子加速的理想场所。实际上，电子沿磁力线运动，犹如电路，磁力线好比导线。如果导线在某处断开，断开处会产生很大的电势差。磁层中的隙区相当于这种断开处，旋转中子星磁场所感生的电动势将有相当部分降落在该处，使隙区内出现很强的加速电场。

对于实际的中子星，磁层中有可能形成两种真空隙区。一种隙区存在于极冠附近^[16]，这是基于这样一种物理机制。Ruderman 曾证明^[16]，极强磁场中的物质应当形成紧束缚的链状结构，使得正离子不能被拉出去，只有电子能离开中子星表面沿磁力线外流。电荷沿开放磁力线流失，导致真空隙区形成，隙区内 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$ 。电子（正电子）在隙区沿弯曲磁力线运动会加速到很高能量，产生高能曲率辐射。这些曲率辐射光子按直线运动，走不多远，就会在磁场的横向分量作用下转化为正、负电子对。这些电子对还会再得到加速，从而产生级联过程。所以，随着隙区的增大，生成的正、负电子对会越来越多，直到将真空隙区击穿。因此，隙区有个有限高度（记为 h ）。这个高度可以用开始再次产生电子对的距离来估算，即可以近似地看作曲率辐射光子产生一对正、负电

子所对应的高度，见图 10.1. 这个高度可表为

$$h \approx 5 \times 10^3 \rho_{c_4}^{2/7} P^{3/7} B_8^{-4/7} \text{m} \tag{3}$$

式中 ρ_{c_4} 为以 10^4m 为单位的磁力线曲率半径， P 为以 s 为单位的脉冲星自转周期， B_8 为以 10^8T 为单位的脉冲星表面磁场. 落在隙区上的电势差可达

$$\begin{aligned} \Delta V &\approx \Omega B h^2 / c \\ &\approx 1.6 \times 10^{12} B_8^{-1/7} P^{-1/7} \rho_{c_4}^{4/7} \text{V} \end{aligned} \tag{4}$$

这就是 RS 内隙模型.

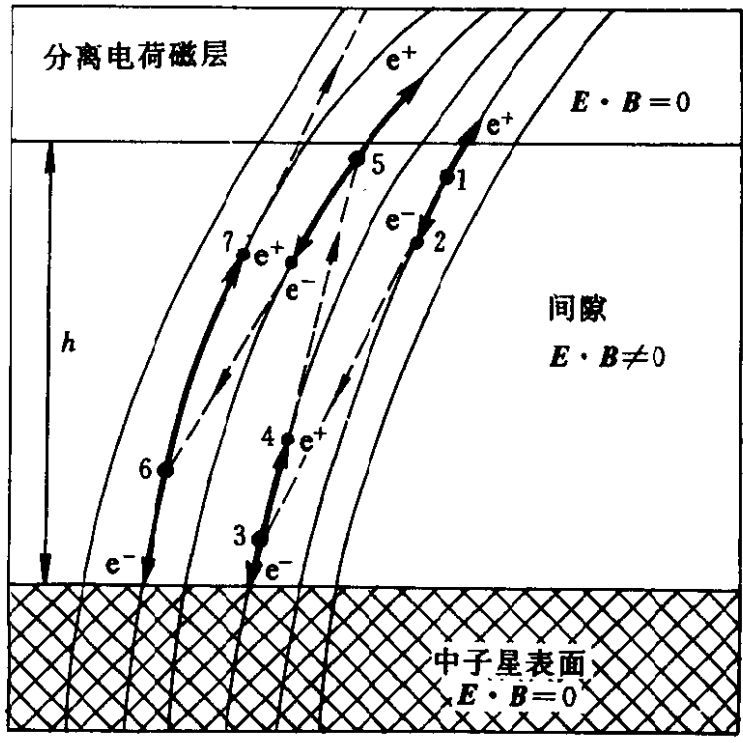


图 10.1 极冠隙区击穿示意图，取自 [16]

电子（此处实际是正电子）穿过隙区会加速到 10^{12}eV 这样的高能. 即穿出了隙区， $E \cdot B = 0$ ，不再继续加速. 但是，这样高能量的电子，其曲率辐射光子的能量仍然很高，还会再转化为正、负电子对. 这样的过程可能还会继续下去. 如果我们把刚穿出隙区的初级电子所辐射的曲率辐射光子称为第一代光子，那么我们可以把这种光子转化成的电子对所辐射的光子称为第二代光子，如此还可继续下去. 当然，代的具体划分还依赖于具体过程的选择，

因而是与模型有关的。然而，这种不再加速的级联过程只能进行极少几代，却与模型细节关系不大。极大多数脉冲星只能进行到第二代。极少数可以进行到第三代。极个别的还可进行到第四代，甚至第五代。正因为总的代数不多，这种代的划分才有明显的重要意义^[20~21]。

由于一个电子往往可以辐射许多光子，因此，代数越多的脉冲星，其辐射的光子数就越多。 γ 射线的探测是基于光子计数，所以，代数越多的脉冲星，越容易观测到其 γ 射线脉冲。但是，光子数多了，每个光子的能量就小了，谱也就软了。可见，分代概念对于预言哪些脉冲星容易观测到 γ 射线脉冲以及它们能谱的软硬是十分有用的^[20~21]。

我们给出了光子通过 Hardee 机制^[32]转化为电子对而次级高能电子以同步辐射产生光子情形的分代图（图 10.2）^[21]。此时第 2、3 代的分界线为

$$P_{15}P^{-4/11} \approx 43 \quad (5)$$

式中 P_{15} 为脉冲星周期变率（以 $10^{-15} \text{ s} \cdot \text{s}^{-1}$ 为单位）。这个分界线就是图 10.2 上面的那条直线。线以下的脉冲星只能进行到第 2 代，其所辐射的 γ 光子数少，光子能量高。因此，线以下的脉冲星一般很不容易观测到 γ 射线脉冲（光子数少），除非特别近的。事实上，90% 以上的脉冲星均落在线以下，却只观测到了 2~3 颗 γ 脉冲星：其中 Geminga^[33] 和 PSR1055-52^[34] 的谱确实均是很硬的，而且距离也很近（前者为 0.4kpc，后者为 1.5kpc），另一颗 PSR1951+32 目前还尚未完全确定，但谱也不算软，距离也不算远（2.5kpc）^[13]。

线以上的脉冲星均是进行到第 3 代或第 3 代以上的，其所辐射的 γ 光子数多，光子能量较低。因此，线以上的脉冲星比较容易观测到 γ 射线脉冲（光子数多）。事实上，只有不足 10% 的脉冲星落在线以上，却已观测到了 4~5 颗 γ 脉冲星：其中 Crab 和 Vela 两颗是早已熟知的，PSR1509-58^[35] 和 PSR1706-44^[36] 是

新近发现的，另有一颗 PSR0656+14 尚待 Compton GRO 卫星进

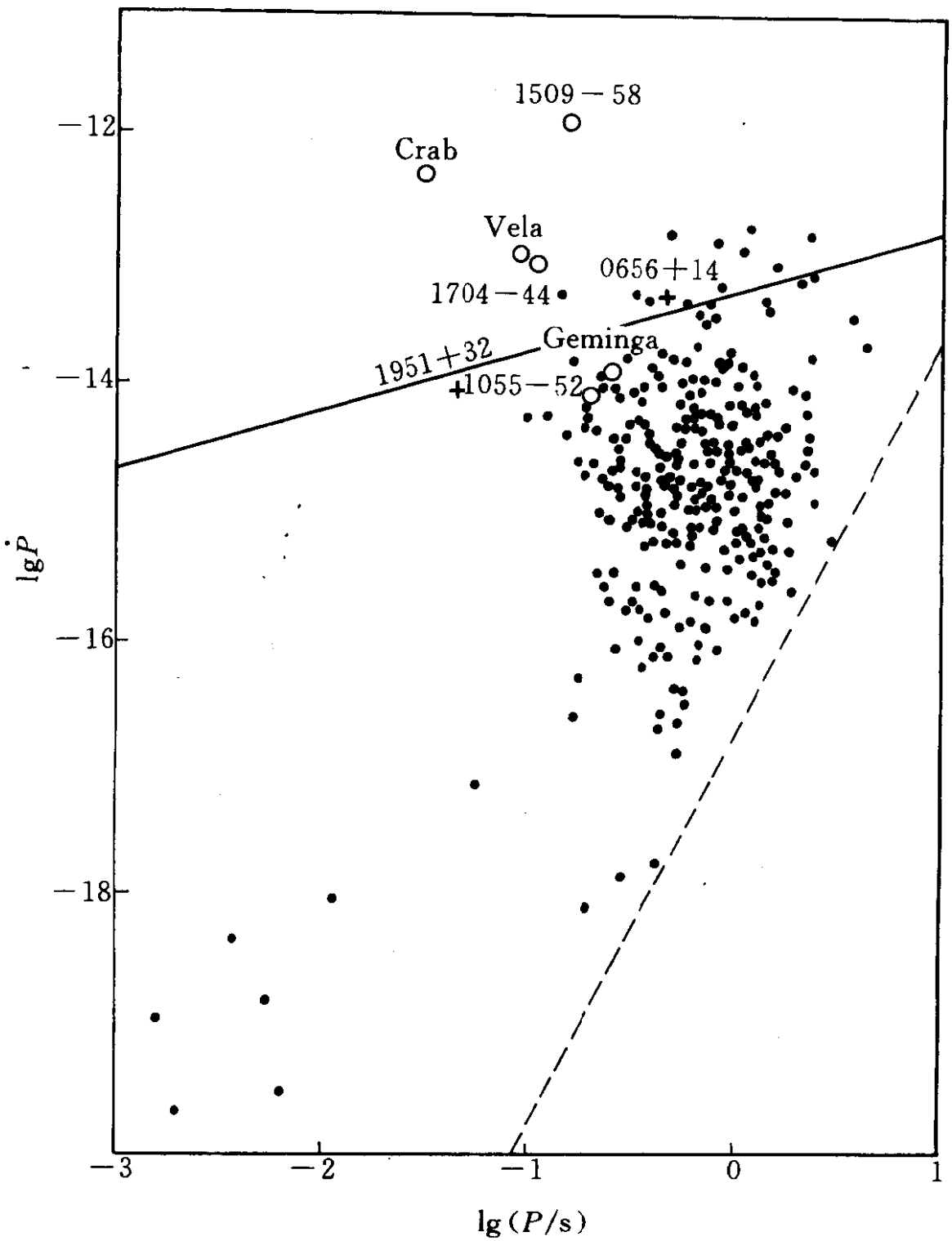


图 10.2 脉冲星 $P-\dot{P}$ 图

一步观测检验。值得注意的是，线以上的脉冲星中，也有极少数可以进行到第 4 代，个别的甚至还可进行到第 5 代。PSR1509-58

就是迄今所知唯一的 1 颗可以进行到第 5 代的. 因此, 按照分代概念, PSR1509-58 应当是一颗能谱非常软的 γ 脉冲星. Compton GRO 的观测确实证明了这一点. 事实上, Compton GRO 所观测到的所有其它 γ 脉冲星均是用高能探测器 EGRET 发现的, 唯独这颗 PSR1509-58 γ 脉冲量 EGRET 并没有观测到, 而却是通过低能量的探测器 BATSE 才发现它的^[35].

另一种隙区存在于脉冲星磁层中较外部的零电荷面附近一直延伸到光速圆柱面这样相当大的区域内. 这就是 CHR 外隙模型^[17,18]. 所谓零电荷面指的是空间电荷分布正、负电荷区的分界处, 该面两侧的电荷符号相反, 该处的电荷密度平衡值为 0, 即 $\Omega \cdot B = 0$. CHR 外隙区域是由封闭磁力线区外边界电荷层与某开放磁力线区表面电荷层所包围, 内到零电荷面, 外达光速圆柱面的相当大的区域, 见图 10.3.

落在外隙上的电势差最大可达

$$\begin{aligned} \Delta V_{\max} &\approx \Omega^2 B R^3 / c^2 \\ &\approx 10^{16} \left(\frac{\Omega}{10^{2} \text{s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{B}{3 \times 10^8 \text{T}} \right) \left(\frac{R}{10^4 \text{m}} \right)^3 \text{V} \quad (6) \end{aligned}$$

式中 R 为中子星半径. 实际上, 在达到此极大值以前, 隙区中产生的正、负电子对已越来越多而会中止隙区. 较之内隙, 外隙的尺度要大得多, 一般地电势差也要大得多. 外隙对于加速电子是十分有效的. 但是, 外隙内的物理过程往往相当复杂, 不同的脉冲星物理过程可以十分不同, 因而不容易作总体性的讨论. 由于这个模型的真空隙区处于磁层中的外部区域, 该区磁场远较极冠区弱. 比如 Vela 脉冲星, 其磁层外部区域的磁场只有约 1~10T. 但是, 外隙区可以将带电粒子加速到更高能量, 再加上外隙区域很大, 以及区外邻近存在各种能量的光子, 这个模型中的物理过程是十分丰富的. 比如, 隙区正、负电子对的生成可以通过如下过程实现: 超高能电子在磁场中转化为正、负电子对; γ 光子与 X 射线背景碰撞产生正、负电子对; 很高能量 γ 光子与光学光子甚

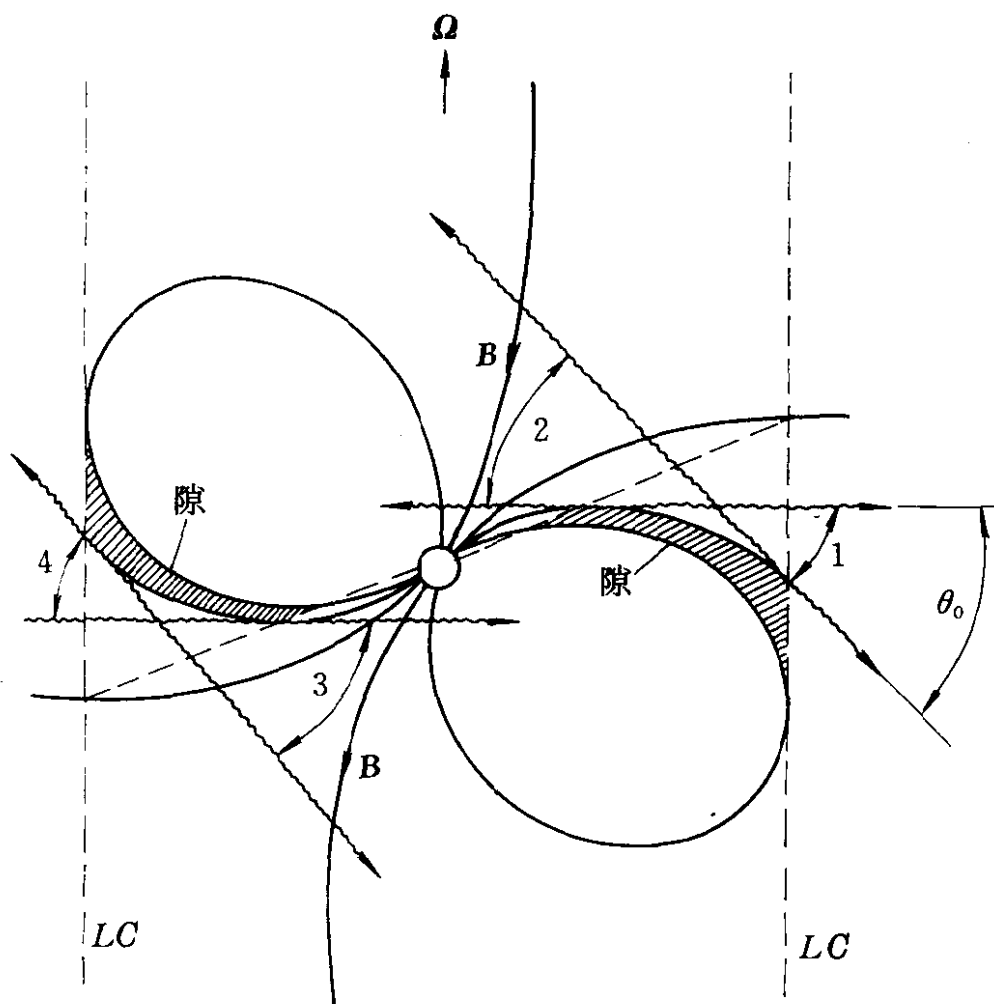


图 10.3 外隙模型及其 γ 射线辐射示意图，取自 [17]

至红外光子碰撞，也可产生正、负电子对，而这些较低能量的光子可以由正、负电子对在弱磁场中的同步辐射提供。 γ 光子的生成则可以通过如下过程实现：加速到很高能量的电子（正电子）沿磁力线运动会产生曲率辐射；高能电子在低能光子上的逆康普顿散射；高能电子在横向磁场中的同步辐射。具体计算与分析将随脉冲星而异。

尽管外隙模型中的具体物理过程相当复杂，但其辐射却有相当普遍的脉冲状态特征。因为 γ 射线基本上是沿着磁力线切线方向辐射出来的，而外隙区域很大，辐射区的磁力线占了一段相当大的弯曲部分，由图 10.3 可见，在相当大的张角 (θ_0) 范围内均

有辐射. 辐射具有双峰 (图 10.3 中的 1、3) 脉冲结构, 而双峰又分得比较开 (1 区辐射先到观测者, 3 区后到, 相隔近半个周期而又并不一定正好是半个周期). 这个特征是与观测事实相一致的.

外隙模型主要适用于短周期年轻脉冲星. 目前已发现的 γ 射线脉冲星基本上都是短周期的年轻脉冲星. 近来也有不少理论基于外隙模型对这些新发现的 γ 射线脉冲星作出了比较好的解释^[37,38].

2.2 γ 射线脉冲星的观测发现与研究

γ 射线脉冲星的观测发现近年来得到了蓬勃发展, 长期以来, 在 γ 射线脉冲星的名单上一直只有 Crab 和 Vela 两颗, 而仅 Compton GRO, 近 2 年内就发现了 4 颗新的 γ 射线脉冲星. 另外还有几颗可能性较大而尚待进一步确认的, 从而, γ 射线脉冲星数目上升到 6~8 个, 使之有条件成为一门独立的学科, 可以进行系统的观测和理论研究, 现在, 让我们逐个地叙述这些 γ 射线脉冲星.

(1) Crab 脉冲星

Crab 脉冲星, 即 PSR0531+21, 早在 1968 年就已经发现. 它的 γ 射线脉冲是在 1971 年被发现的^[8]. 其实, 这颗星在射电、光学、X 射线和 γ 射线各个波段均已观测到了明显的周期脉冲结构, 如图 10.4^[39]. 非常有趣的是, Crab 脉冲星在所有波段均呈现双峰脉冲结构, 而且所有的峰均对得很齐. 图 10.5 画出了 Crab 脉冲星各个波段的功率谱. 从红外、光学、X 射线到 γ 射线, 其谱似乎是联成一片的, 很可能由同样的机制产生的. 但是, 它们与射电波段的产生机制可能不同.

(2) Vela 脉冲星

Vela 脉冲星, 即 PSR 0833-45, 其 γ 射线脉冲是在 1974 年被发现的. Vela 脉冲星的 γ 射线脉冲辐射非常强, 它也有射电和光学脉冲, 却长期观测不到 X 射线脉冲, 只在最近才由 ROSAT

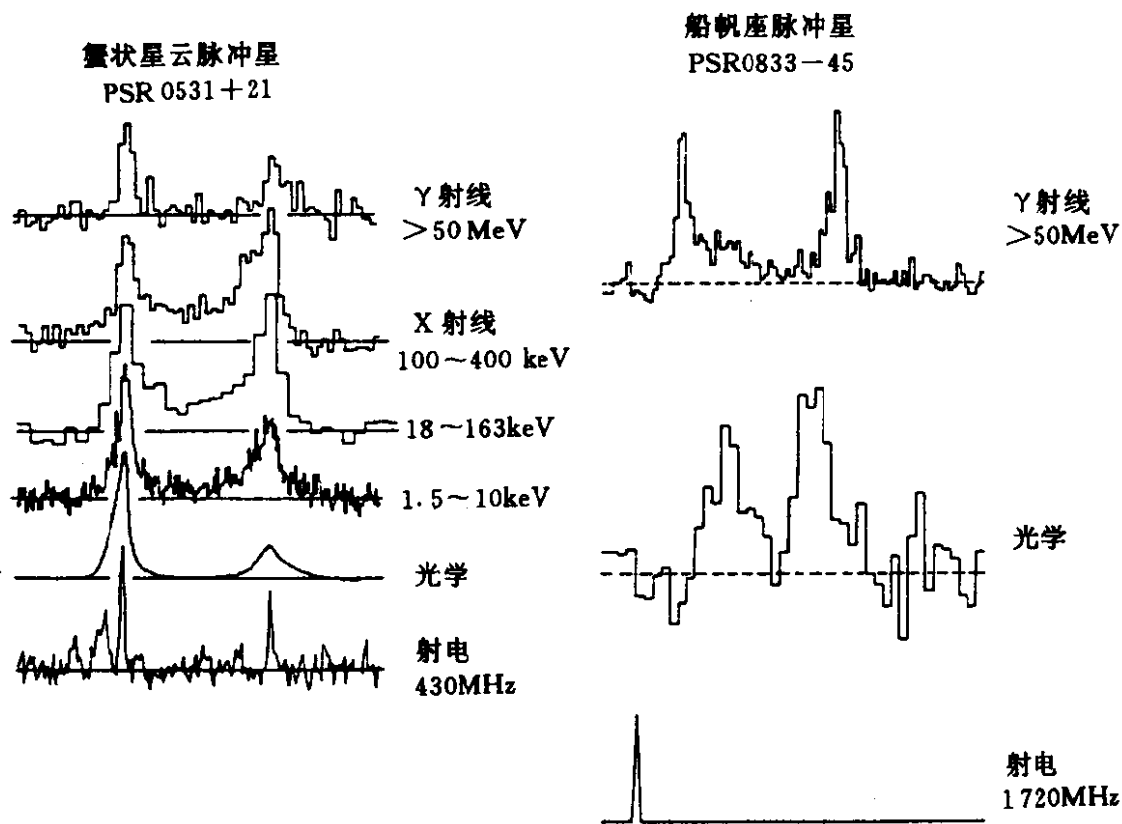


图 10.4 Crab 和 Vela 两颗脉冲星的多波段脉冲相位结构，取自 [39]

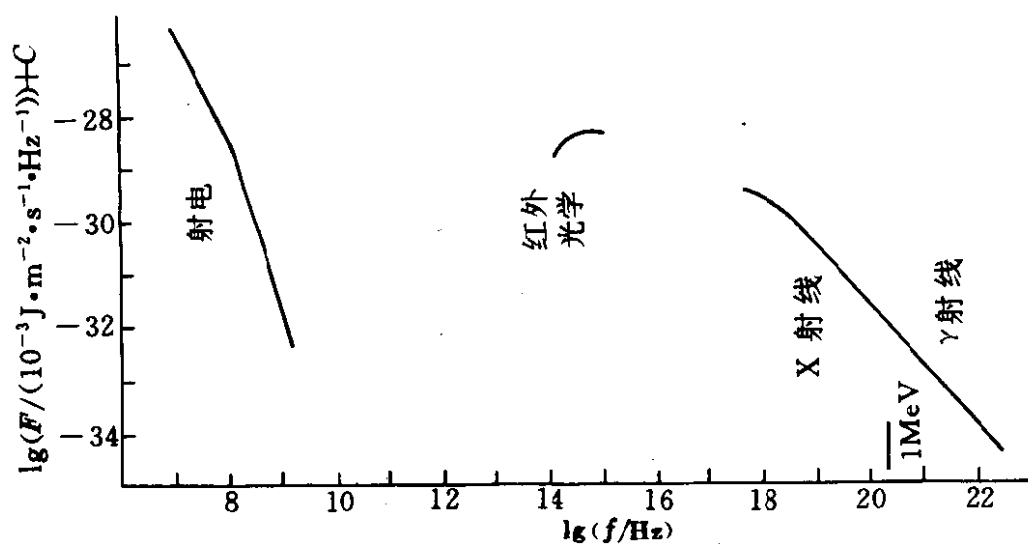


图 10.5 Crab 脉冲星的功率谱，取自 [40]

观测到其很弱的 X 射线脉冲. 图 10.4 表示了其射电、光学和 γ 射

线的脉冲相位结构. 与 Crab 脉冲星形成鲜明对照的是, Vela 脉冲星各波段的脉冲结构十分不同, 各波段的峰值位置也对不起来.

(3) PSR1951+32

PSR1951+32 作为一颗 γ 射线脉冲星是在 1987 年由李惕碛等人在分析 COS-B 数据时找到的^[12,13]. 图 10.6 是他们对 COS-B 的第 26 次观测数据进行周期折叠后得到的 γ 射线脉冲相位结构. 他们用了 30 ~ 5000MeV 能量范围的光子, 在频率 $f_0 = 25.298589399\text{Hz}$ 和频率变率 $\dot{f}_0 = -3.817 \times 10^{-12}\text{Hz/Hz}$ (相应周期和周期变率为 $P_0 = 0.0395278956\text{s}$ 和 $\dot{P}_0 = 5.964 \times 10^{-15}\text{s} \cdot \text{s}^{-1}$) 处折叠得到的 γ 射线脉冲相位结构示于图 10.6 中 (对应时刻为 JD2443448.881251989). 这个工作曾引起了一些争议^[14]. 非常可能这是一颗噪声比较大的 γ 射线脉冲星^[15].

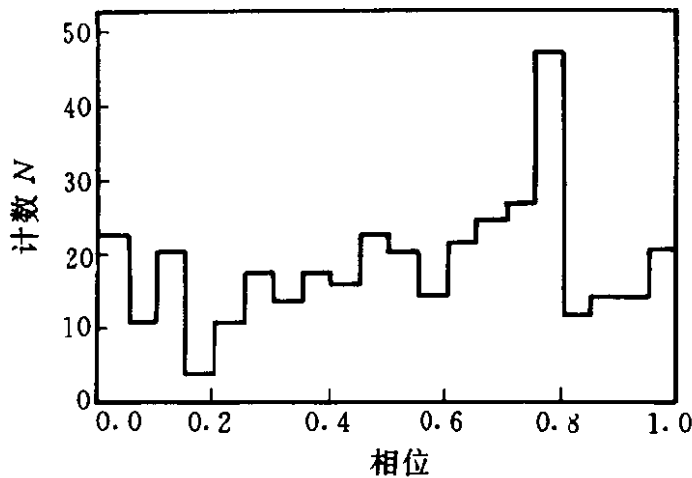


图 10.6 PSR1951+32 的脉冲相位结构, 取自 [13]

(4) PSR0656+14

1991 年, 我们对理论预测的一些可能的 γ 射线脉冲星用 COS-B 数据进行了分析和搜索, 找到了 PSR0656+14、0950+08 和 1822-09 三颗有比较明显的 γ 射线脉冲结构, 其中 PSR0656+14 的显著性最高^[23]. 用 COS-B 第 14 次观测在 40 ~ 5000MeV 能量范围内 229 个光子 (PSR0656+14 在第 14 次观测指向范围内) 的到达时刻数据进行周期折叠. 在计算中, 由射电观测数据外推

到 COS-B 第 14 次观测开始时刻的频率(周期)和频率变率(周期变率)外推值附近, 频率取 4423 个点, 取频率变率取 101 个点, 进行双参数搜索. 因此, 总的搜索点共有 $4423 \times 101 = 446723$. 搜索中发现在 $P = 0.384855907\text{s}$ 和 $\dot{P} = 98.8 \times 10^{-15}\text{s} \cdot \text{s}^{-1}$ 处有明显的脉冲相位结构, 如图 10.7. 这样的相位结构, 如果不是来自真实的脉冲信号, 而是随机涨落引起的, 那么出现的概率极小, 仅约为 10^{-12} , 即使在 446723 次中出现一次这种结构的概率也 $\leq 6 \times 10^{-7}$. 所以, PSR0656+14 非常可能是一颗 γ 射线脉冲星.

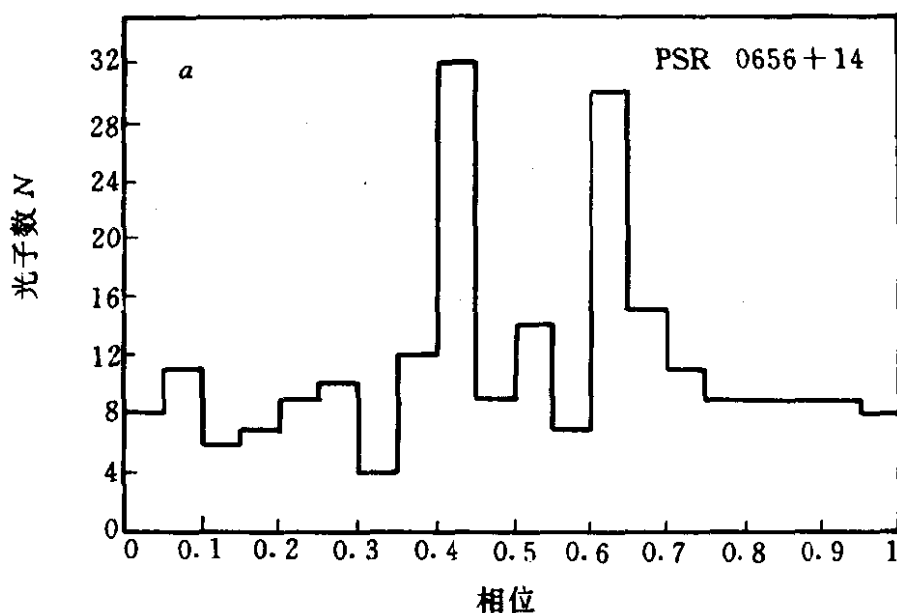


图 10.7 PSR0656+14 的 γ 射线脉冲相位结构

(5) Geminga (J0633+1746)

Geminga 是 Compton GRO 的 EGRET 最近发现的最有趣的一颗 γ 射线脉冲星^[33]. Geminga 的研究已经有 20 多年的历史, 长期以来一直是一个神秘的、很亮的未知 γ 射线源^[41]. 直到最近才揭示出它的 γ 射线脉冲星的真面目, 原因在于 γ 光子的能量很高, 因此, γ 光子数很少. 比如典型的 COS-B 观测, 一次的观测时间在 1 个月左右, 而在一个脉冲星方位附近, 总共才只有几百个光子. 就是说, 几个小时才有一个 γ 光子被探测到. 只有事先知道其脉冲星周期, 才能将这些光子按周期折叠, 找出周期性脉冲结

10.8

构来。但是，Geminga 没有射电脉冲辐射，人们不知道它的周期，无从进行折叠。由于 X 射线光子能量比 γ 光子低得多，其光子数就得多得多，相对地较容易找出周期性结构来。Geminga 正是首先由 ROSAT 从 X 射线数据分析中找出了其周期值^[42]，才从 Compton GRO 卫星的 EGRET 数据中折叠出了十分清晰的 γ 射线脉冲相位结构，如图 10.8。接着人们又从 COS-B 的多次观测中成功地折叠出了清晰的脉冲结构。虽然 Geminga 没有射电辐射，人们无法从射电观测中获得 Geminga 脉冲星的信息。但是，由于 COS-B 的 4 次观测已经前后跨越 7 年（1975~1982 年），再加上 1991 年的 Compton GRO（或 ROSAT）卫星的观测结果，人们也就拥有了它的 16 年跨度的周期变化，由此也求出了它的周期变率 $\dot{P} = (1.099 \pm 0.001) \times 10^{-14} \text{s} \cdot \text{s}^{-1}$ （见图 10.9）。虽然 Geminga 不是射电脉冲星，它却具有几乎与射电脉冲星同样精确的守时参数。

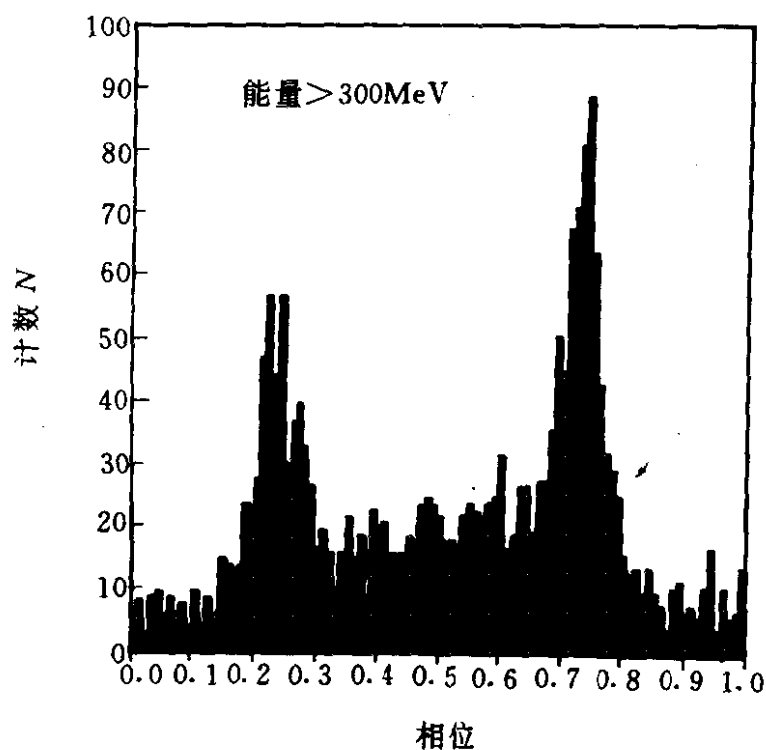


图 10.8 Geminga 的 γ 射线脉冲相位结构，取自 [33]

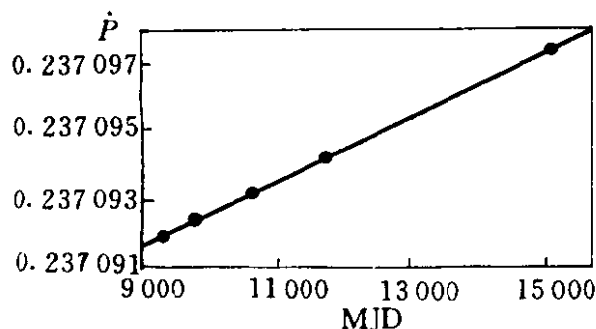


图 10.9 Geminga 的周期的 COS-B 和 GRO 观测，取自 [43]

Geminga 是迄今所知唯一的一颗没有射电脉冲的“射电”脉冲星。这是真正的唯一的一颗呢？抑或还有许多尚待发现？

Geminga 的谱十分硬。只有当光子能量大于 300MeV 时，它才显得特别亮。

(6) PSR1509—58

PSR1509—58 是 Compton GRO 近两年发现的又一颗很特别的 γ 射线脉冲星^[35]。这是由低能仪器 BATSE 观测到而不是由高能仪器 EGRET 观测到的，它的谱特别软。图 10.10 所示的是 PSR1509—58 的两个周期内的 γ 射线脉冲相位结构。

PSR1509—58 是周期变化最快的一颗年轻的脉冲星。 $P = 0.1502\text{s}$, $\dot{P} = 1540 \times 10^{-15}\text{s/s}$, 因而特征年龄为 $\tau = P/2\dot{P} = 1550\text{a}$ 。这颗脉冲星的位置在南门。很可能是公元 185 年由我国东汉天文学家发现的一次超新星爆发过程中产生的^[45]。《后汉书(天文志)》记录了这次超新星爆发：^[46]

“中平二年(孝灵帝)十月癸亥，客星出南门中，大

如半筵，五色喜怒，稍小，至后年六月消。”

因此，这是继 Crab 脉冲星后又一颗由中国观测到的超新星爆发产生的脉冲星。其精确年龄为 1808 岁，与特征年龄 τ 比较，可以估计出它所对应的制动指数 $n \approx 2.7$ ，很接近磁偶矩模型值。

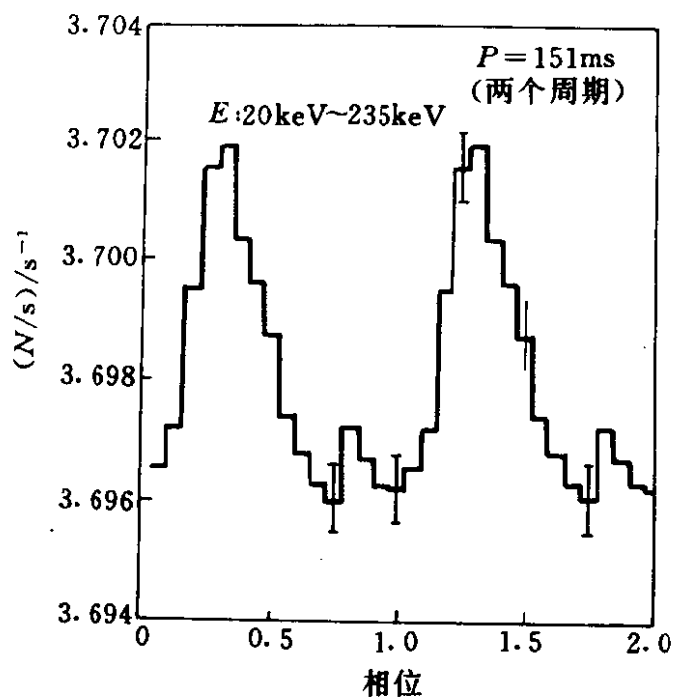


图 10.10 PSR1509-58 的两个周期内的 γ 射线脉冲相位结构，取自 [35]

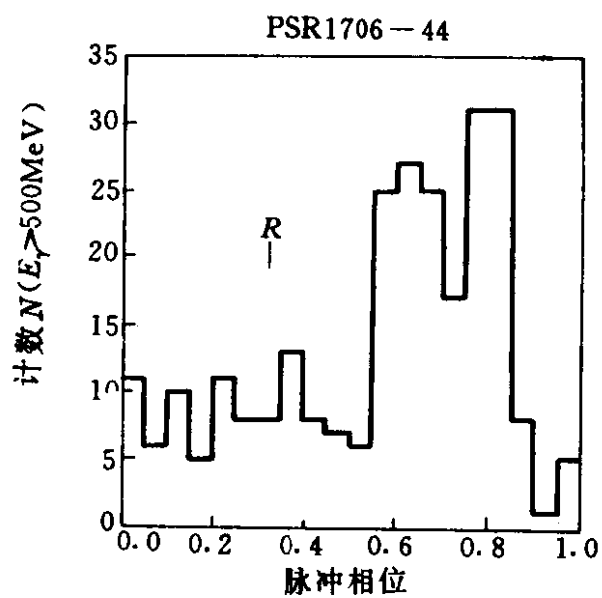


图 10.11 PSR1706-44 的 γ 射线脉冲相位结构，取自 [36]

(7) PSR1706-44

PSR1706-44 也是近两年 EGRET 发现的一颗 γ 射线脉冲星, 其谱也是很硬的. 图 10.11 所示是它的 500MeV 以上 γ 射线脉冲相位结构^[36]. 波形呈现很宽的单峰, 与通常的较狭的双峰结构颇不相同.

(8) PSR1055-52

PSR1055-52 是 EGRET 最新 (1993 年) 发现的一颗 γ 射线脉冲星^[34]. 图 10.12 所示的是 EGRET 观测到的 500MeV 以上 γ 光子呈现的脉冲相位结构 ($\chi^2=59.8$, 20 相位道). 这是很不对称的双峰结构, 一个峰很宽大, 一个峰很小.

PSR1055-52 作为射电脉冲星早在 1972 年就已被发现. 虽然从 Einstein 天文台^[47] 和 EXOSAT 卫星^[48] 数据中均找到 PSR1055-52 是一个软 X 射线源, 但却没有看到其 X 射线周期脉冲结构. 直到最近人们才从 ROSAT 观测中看到了它的周期性 X 射线脉冲^[49]. 但是, 早在 1983 年, 人们就分析过 SAS-2 卫星和 COS-B 卫星数据, 均没有找到 PSR1055-52 的 γ 射线脉冲星. 最近, 我们在得悉 EGRET 发现它是一颗 γ 射线脉冲星后, 用我们以前搜索 PSR0656+14 的同样方法^[23], 对包含 PSR1055-52 的 COS-B 第 5 次观测数据 (50~5000MeV) 进行了搜索分析, 在 $P = 0.1971076093885\text{s}$ 和 $\dot{P} = 5.60018 \times 10^{-15} \text{s} \cdot \text{s}^{-1}$ (MJD = 42770.9086) 处找到了 $\chi^2=50.94$ (15 相位道) 的明显的脉冲相位结构, 如图 10.13^[50,51]. 并比较图 10.12 和 10.13, 两者都有双峰结构, 一个较宽大, 一个较矮小, 两图中峰的位置也相符合.

上面 8 颗 γ 脉冲星中, EGRET 观测到了的有 5 颗 (包括 2 颗已知的, 即 Crab 和 Vela). 它们的一些参数列于表 1 中^[34]. 谱指数是指脉冲部分的光子的谱. 对于 PSR1055-52, 脉冲部分可以取相位区间为 0.05~0.40 (如图 10.12). 在计算 γ 射线光度 L_γ 时, 假设了辐射成束范围为 1sr, 能量范围为 100~5000MeV, 而 PSR1055-52 的距离为 1.5kpc, Geminga 的距离取为 0.25kpc.

表中也列出了 $\eta=L_{\gamma}/\dot{E}$, \dot{E} 为转动能损率, 计算中已取脉冲星转动惯量为 $10^{45}\text{g}\cdot\text{cm}^2$.

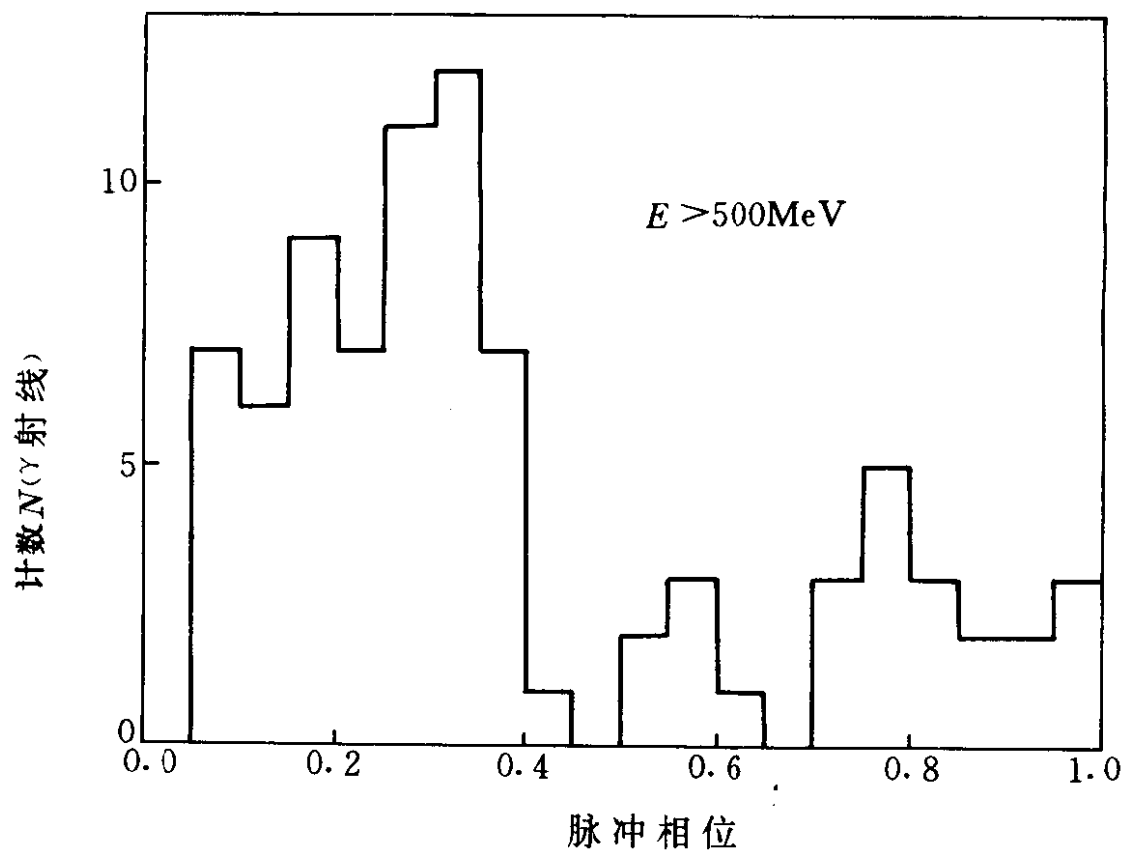


图 10.12 EGRET 观测到的 PSR1055-52 的 γ 射线脉冲相位结构, 据[34]

表 1 5 颗 EGRET 脉冲星的性质

脉冲星	P (s)	τ (a)	谱指数	L_{γ} J/s	η
Crab	0.03339	1.3×10^3	-2.15 ± 0.04	4.0×10^{27}	0.00009
Vela	0.08929	1.1×10^4	-1.89 ± 0.06	2.1×10^{27}	0.0031
PSR1706-44	0.10244	1.7×10^4	-1.72 ± 0.08	2.6×10^{27}	0.0076
Geminga	0.23710	3.4×10^5	-1.46 ± 0.06	2.5×10^{26}	0.076
PSR1055-52	0.19711	5.3×10^5	-1.18 ± 0.16	9.4×10^{26}	0.31

3. γ 射线爆

γ 爆是一种短暂出现的发射很强 γ 射线的天体. γ 爆有两种类型. 一类叫做软重复爆, 另一类叫做经典 γ 爆. 前者至今只发现

了3颗,爆发现象重复发生,有1颗甚至已观测到重复爆发100余次,时间波形比较简单,谱比较软.著名的1979年3月5日 γ 爆(GB790305b)就是其中之一.后者为 γ 爆中的极大部分,没有重复爆现象,时间波形多样,可以呈现多峰复杂结构,谱比较硬.这里主要讨论后者.

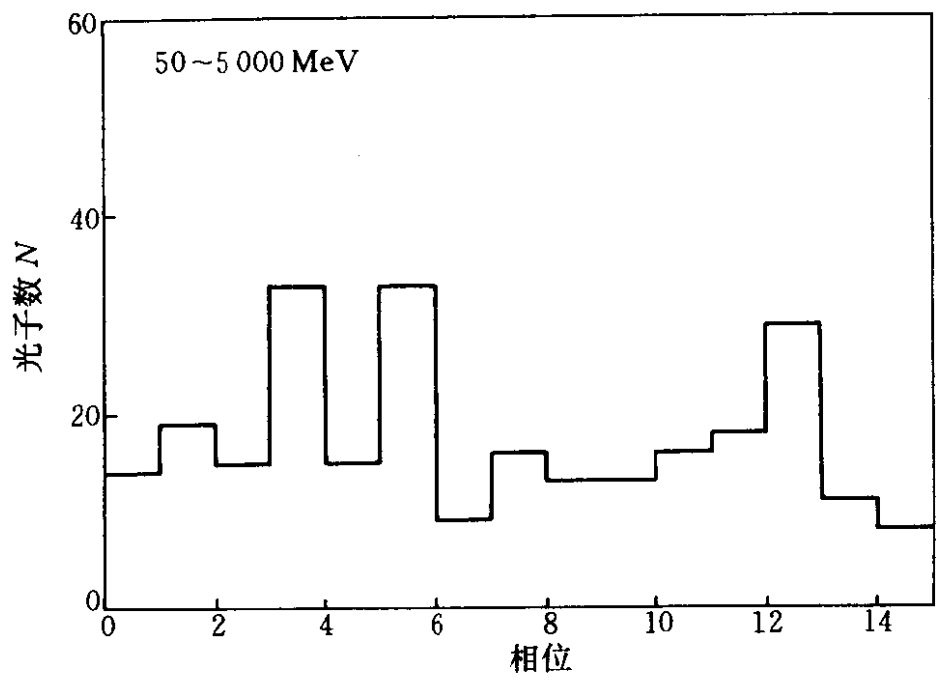


图 10.13 PSR1055-52 的 γ 射线脉冲相位结构 (据 COS-B 第 5 次观测), 取自 [51]

3.1 时间特征

γ 爆的持续时间一般为秒级. 大多在百毫秒至百秒间, 也有少数更短些或更长些. 上升时标一般很短, 为毫秒级, 个别甚至可达亚毫秒. 衰减部分要慢些. 波形多种多样, 可呈现多峰的复杂结构. 图 10.14—10.16 为 γ 爆波形的几个例子. 显然, γ 爆的光变时标非常短, 表明相应辐射源的线度应小于几十千米. 这是支持 γ 爆源是中子星的一个证据.

3.2 能谱

虽然 γ 爆只是一个短暂的现象，能探测到的 γ 射线总光子数并不多，人们还得分别对一段一段时间测量其能谱，这是多么艰巨的一件工作。显然， γ 爆能谱很难精确测得，但还是取得了相当的进展。

γ 爆能谱由两部分组成。一是连续谱，一是叠加在连续谱上的线状谱。前者任何一个 γ 爆均具有，后者只有少量 γ 爆才具有。

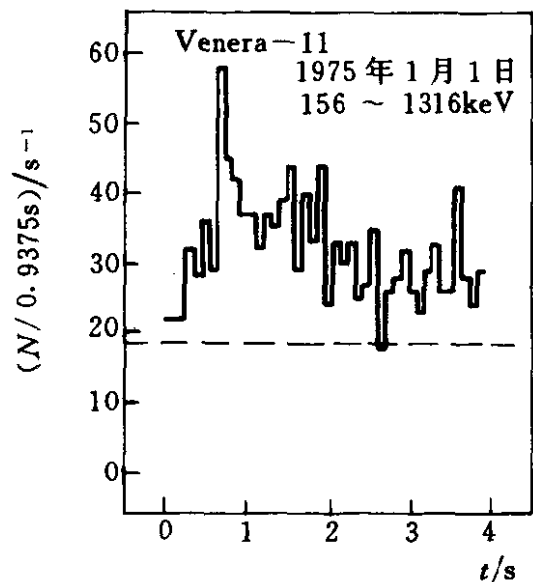


图 10.14 GB790101 (SIGNE)，取自 [52]

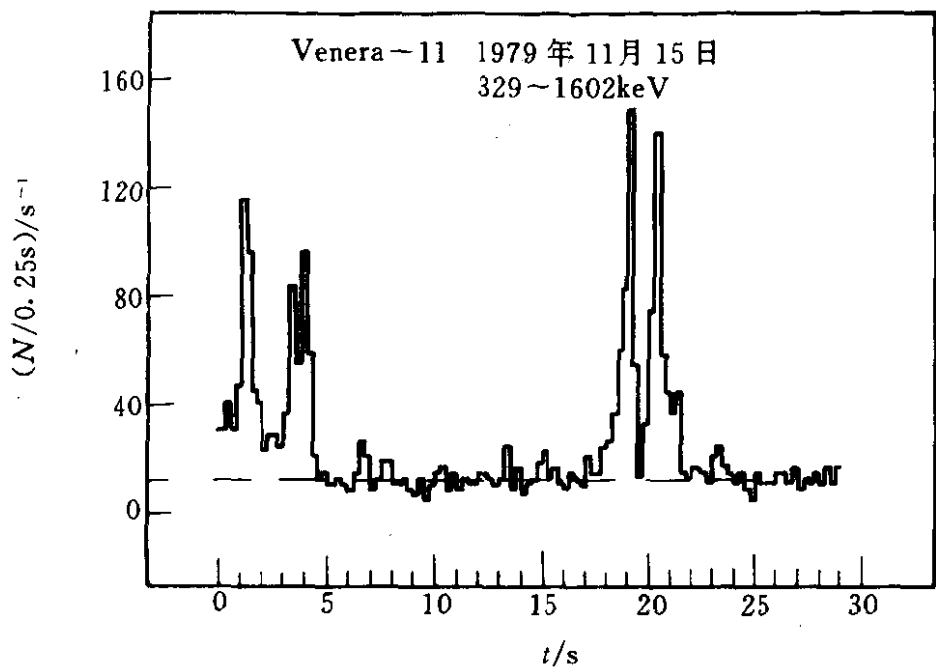


图 10.15 GB791115 取自 [52]

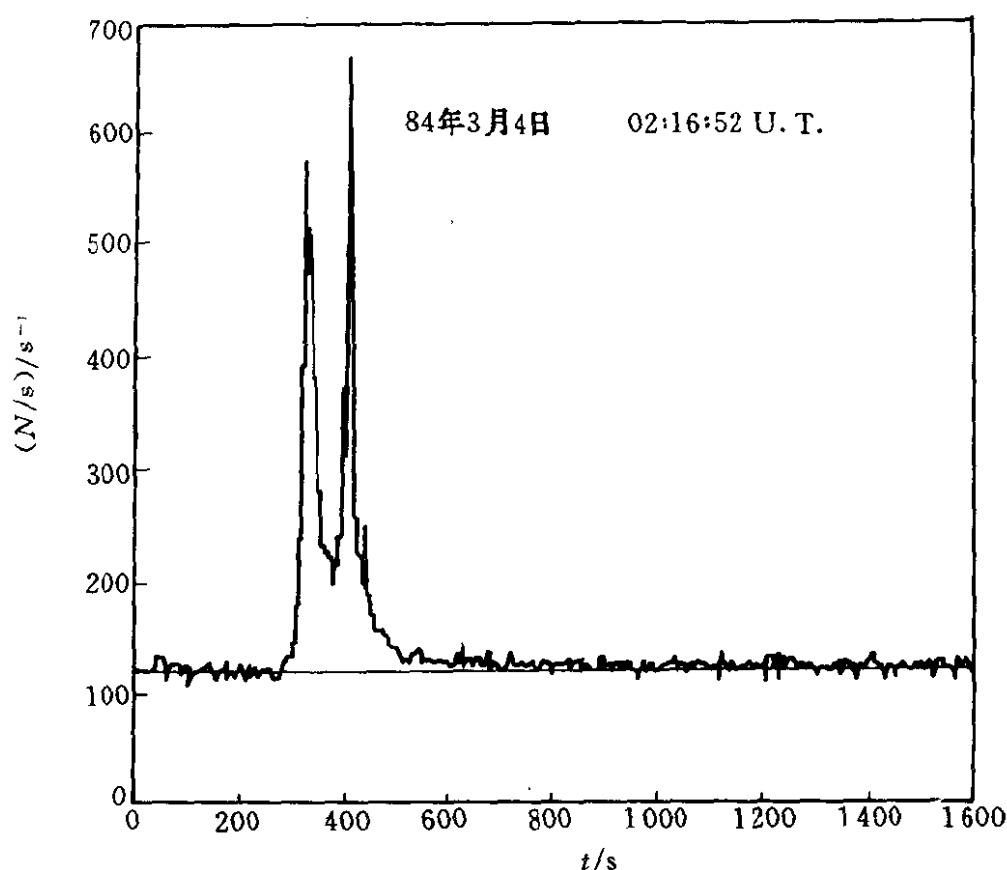


图 10.16 GB840304, 取自 [53]

(1) 连续谱

大体上说, 在 ($\sim 10\text{keV}$, $\sim 1\text{MeV}$) 范围内, 连续谱呈指数形, 如图 10.17. 这种谱形表明有某种热起源, 但其本身并不是热谱 (黑体谱). 人们曾用三种机制去拟合它们. 一种用热韧致辐射 (TB), 是热电子与等离子体中的离子碰撞产生的韧致辐射. 一种叫热同步辐射 (TS), 是热电子在强磁场中产生的同步辐射. 还有一种叫逆康普顿散射 (IC), 指的是软光子与高能电子散射而获得能量变为高能 γ 光子的过程. 有假设电子是热的, 也有假设光子是热的. 由于 γ 爆能谱难于很精确测得, 这些机制中又均含有一些可调参数, 因而三种机制大体上均能拟合 γ 爆能谱的观测结果, 如图 10.17. 对应的温度为几百 keV 量级.

韧致辐射率、同步辐射率和逆康普顿辐射率 (每个电子的总

辐射功率) 的近似表达式分别为^[27]

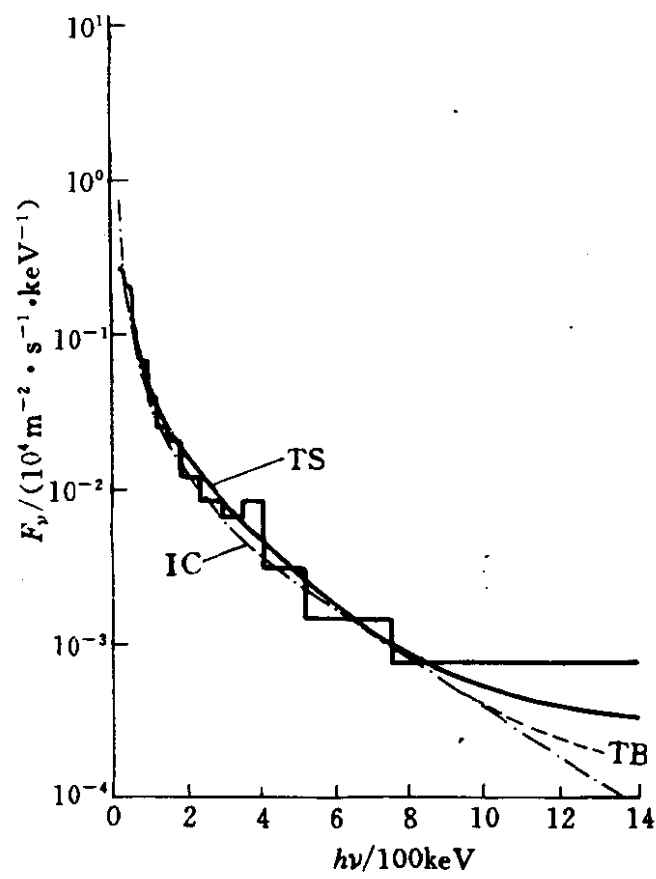


图 10.17 GB780918 连续能谱及其理论拟合，取自 [54]

$$\begin{aligned}
 w_B &= \frac{3}{4\pi} \alpha \sigma_T c n_i Z^2 \gamma m c^2 \left(\ln 2\gamma - \frac{1}{3} \right) \\
 &= 2.5 \times 10^{-4} n_{32} Z^2 \gamma \left(\ln 2\gamma - \frac{1}{3} \right) \text{ J/s} \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 w_S &= \frac{4}{3} \sigma_T c \beta_{\perp}^2 \gamma^2 B^2 / 8\pi \\
 &= 10^2 \gamma^2 \beta_{\perp}^2 B_8^2 \text{ J/s} \quad (8)
 \end{aligned}$$

和

$$\begin{aligned}
 w_C &= \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 u \\
 &= 2.6 \times 10^{-1} \gamma^2 \beta^2 u_{19} \text{ J/s} \quad (9)
 \end{aligned}$$

式中 σ_T 为 Thomson 散射截面, n_i 为离子数密度, Z 为离子的电荷数, γ 为电子的 Lorentz 因数, β_{\perp} 为电子速度 β (以 c 为单位) 垂直于磁场的分量, u 为各向同性入射光子能量密度, 而 n_{32} 、 B_8 和

u_{19} 分别表示以 10^{32}m^{-3} 、 10^8T 和 10^{19}J/m^3 为单位的 n_i 、 B 和 u 。
(7) 式在 $\gamma \gg 1$ 下成立。(9) 式在各向同性入射光子下成立。(9) 与 (8) 式非常相似, 只有磁能密度 $B^2/8\pi$ 与光子能密度 u 之间的差别。

(7) 至 (9) 式是对一个电子表出的. 实际应用于 γ 爆时, 尚应对电子分布进行积分. 对于光学薄的热韧致辐射, 谱粗略地取如下形式:

$$f_B(E) \sim E^{-1} \exp(E/kT) \quad (10)$$

拟合温度 kT 为数百 keV 量级. 对于光学薄的热同步辐射, 谱粗略地取如下形式:

$$f_S(E) \sim \exp\{- (4.5E/h\nu_C \sin\theta)^{1/3}\} \quad (11)$$

式中

$$\nu_C \equiv (kT/mc^2)^2 \nu_B$$

$$\nu_B \equiv eB/2\pi mc$$

(11) 式在 $E \gg h\nu_B (mc^2/kT)$ 时成立. 逆康普顿散射情形, 一般表式比较复杂, 不在这里列出. 式中 ν_B 为回旋频率, θ 为光子与磁场的夹角。

虽然三种机制均可以分别拟合 γ 爆观测谱, 但更可能三种机制同时存在. 比较 (7) 和 (8) 式, 在存在很强磁场的情况下, 同步辐射要比韧致辐射有效得多. 实际上, 上述逆康普顿散射也要求弱磁场 ($\leq 10^5\text{T}$). 对强磁场情形, 电子在发生康普顿散射以前会经多次同步辐射而大大降低了能量. 因此, 在相当长时期内, 同步辐射机制处于发展优势, 受到广泛重视. 近年来, 引入了回旋共振散射, 使逆康普顿机制可在强磁场下运用, 从而又重新得到了人们的重视。

(2) 高能尾巴

能量高于 $2mc^2$ 的光子在强磁场中会转化为正、负电子对. 因此, 1MeV 以上的光子应明显减少. 但是, SMM (Solar Maximum Mission) 卫星上的 γ 射线谱仪 (GRS) 在 γ 爆的 1MeV 以上连续

谱中未见明显切断，却见以幂律谱形式继续延伸，往往一直延伸到 10MeV（如图 10.18）甚至更高（图 10.19）。许多情形下，以光子数计的幂指数大约在 1.5~3.0 间。这个高能尾巴的发现有着重要意义，意味着这些光子必来自弱磁场区，或强磁场区只有很小的线度。

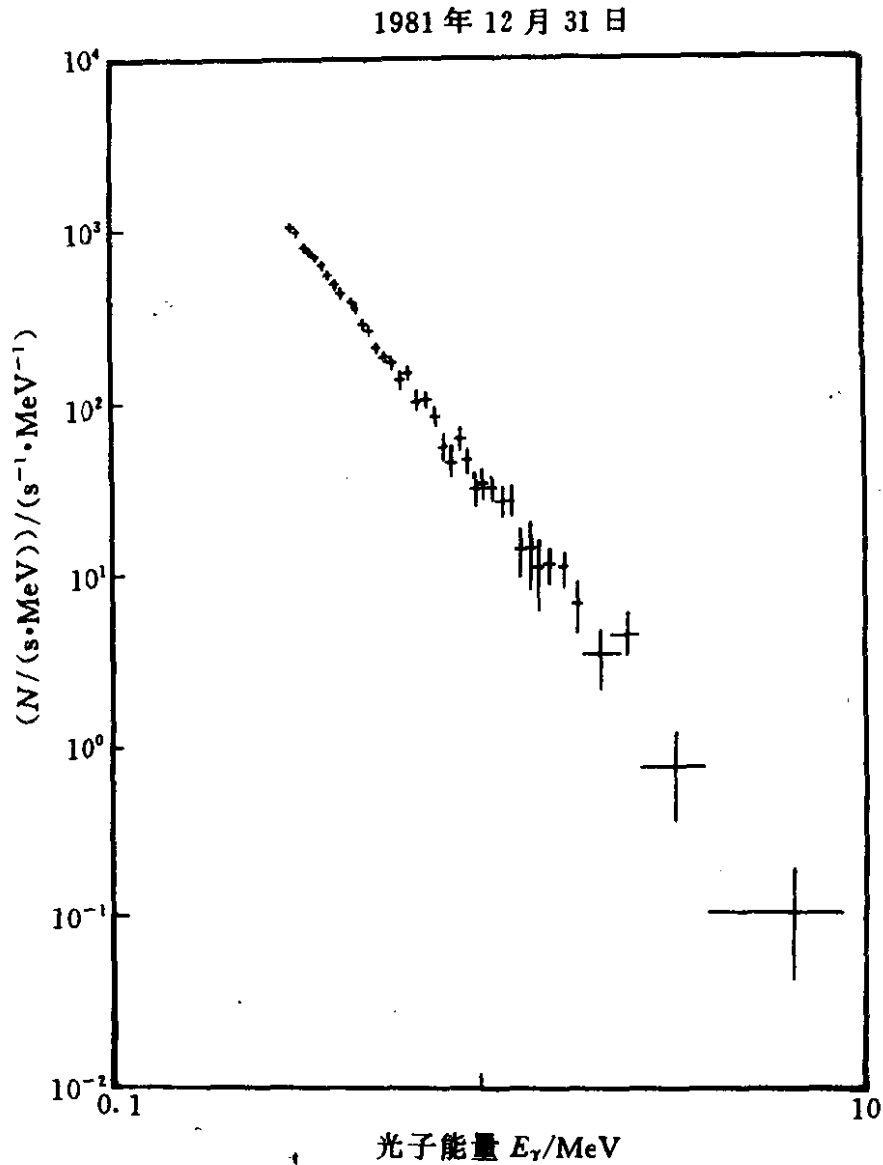


图 10.18 GB811231，取自 [55]

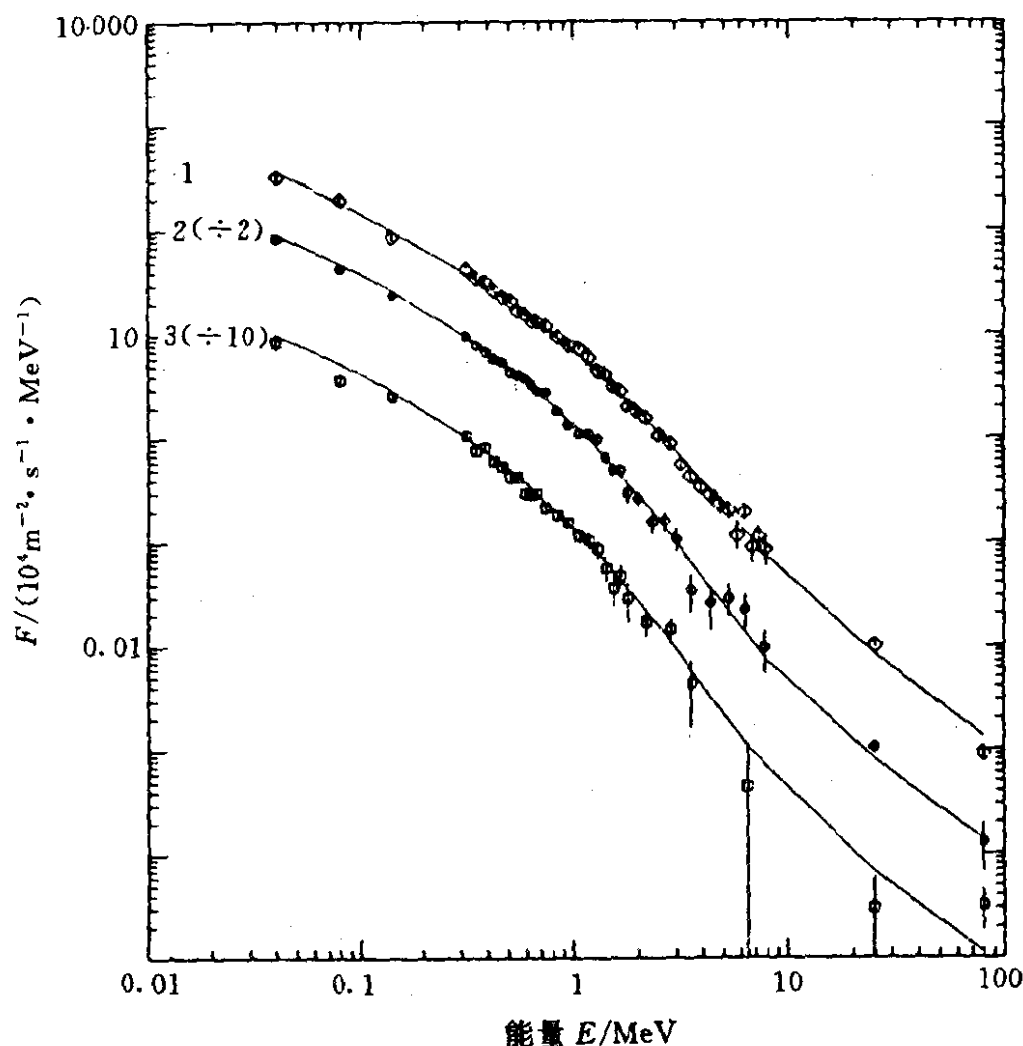


图 10.19 GB840805 三个 16.4s 时间平均谱，取自 [56]

(3) X 射线尾巴

10keV 以下的低能部分 (X 射线) 的光度一般极低, 不易观测到, 仅在 γ 射线光度的 2% 以下. 1988 年, 日本 Ginga 卫星成功地观测到了一些 γ 爆的软 X 射线尾巴^[58,63]. 图 10.20 给出了 γ 爆 GB870303 的实测结果^[58]. Ginga 卫星是用正比计数器测量 1.5~28keV 的低能光子, 用闪烁计数器测量 14~370keV 的高能光子. 图中也给出了辐射硬度比 (即闪烁计数器与正比计数器之计数比) 随时间的变化. 他们将正比计数器的测量结果分成 7 段时间, 并分别给出了能谱, 如图 10.21. 前 4 个能谱可用热回旋辐射谱拟

合，但后 2 个能谱的最佳拟合是温度为 1.6 和 1.2keV 的黑体谱.

黑体谱 X 射线尾巴的发现是极其重要的. 利用 Stefan-Boltzmann 定律，由黑体谱，可以推知光度，再由观测的流量，可以推知距离. 由此估出的 γ 爆的距离一般为 kpc 量级，似应为银河系内天体.

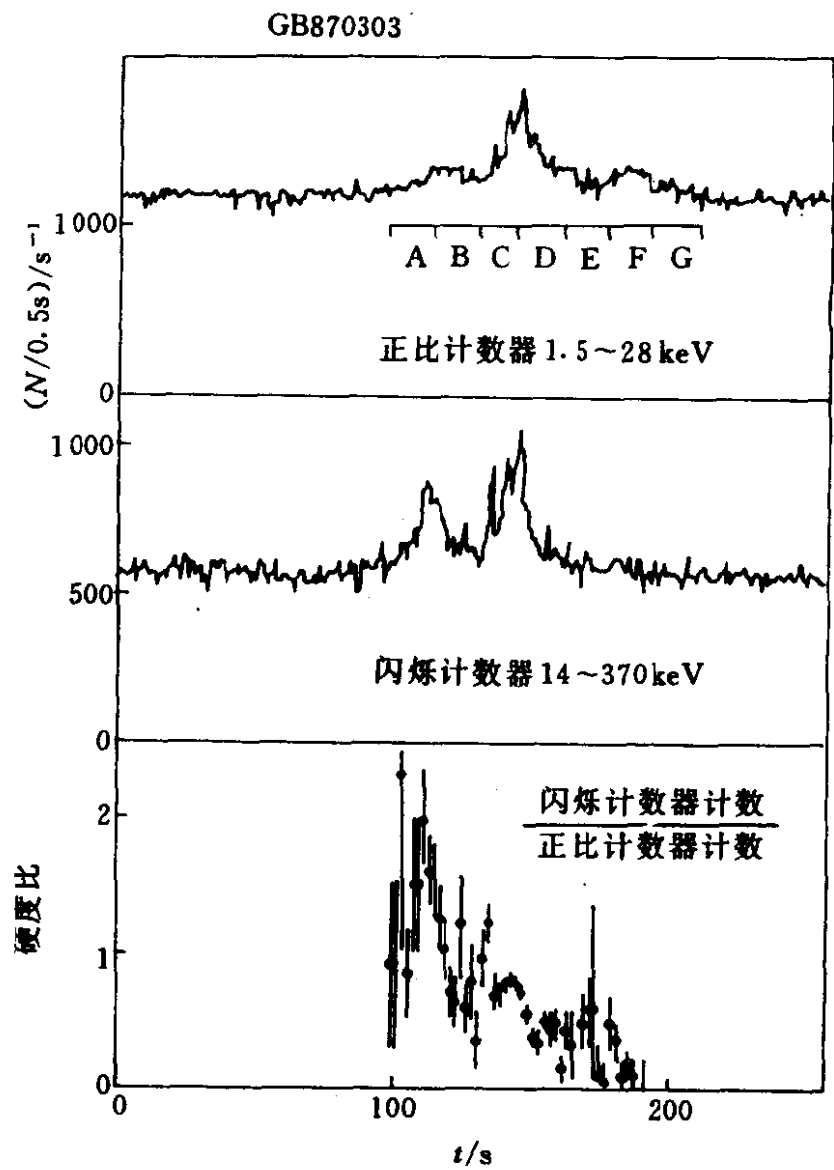


图 10.20 GB870303 的 Ginga 观测结果，取自 [58]

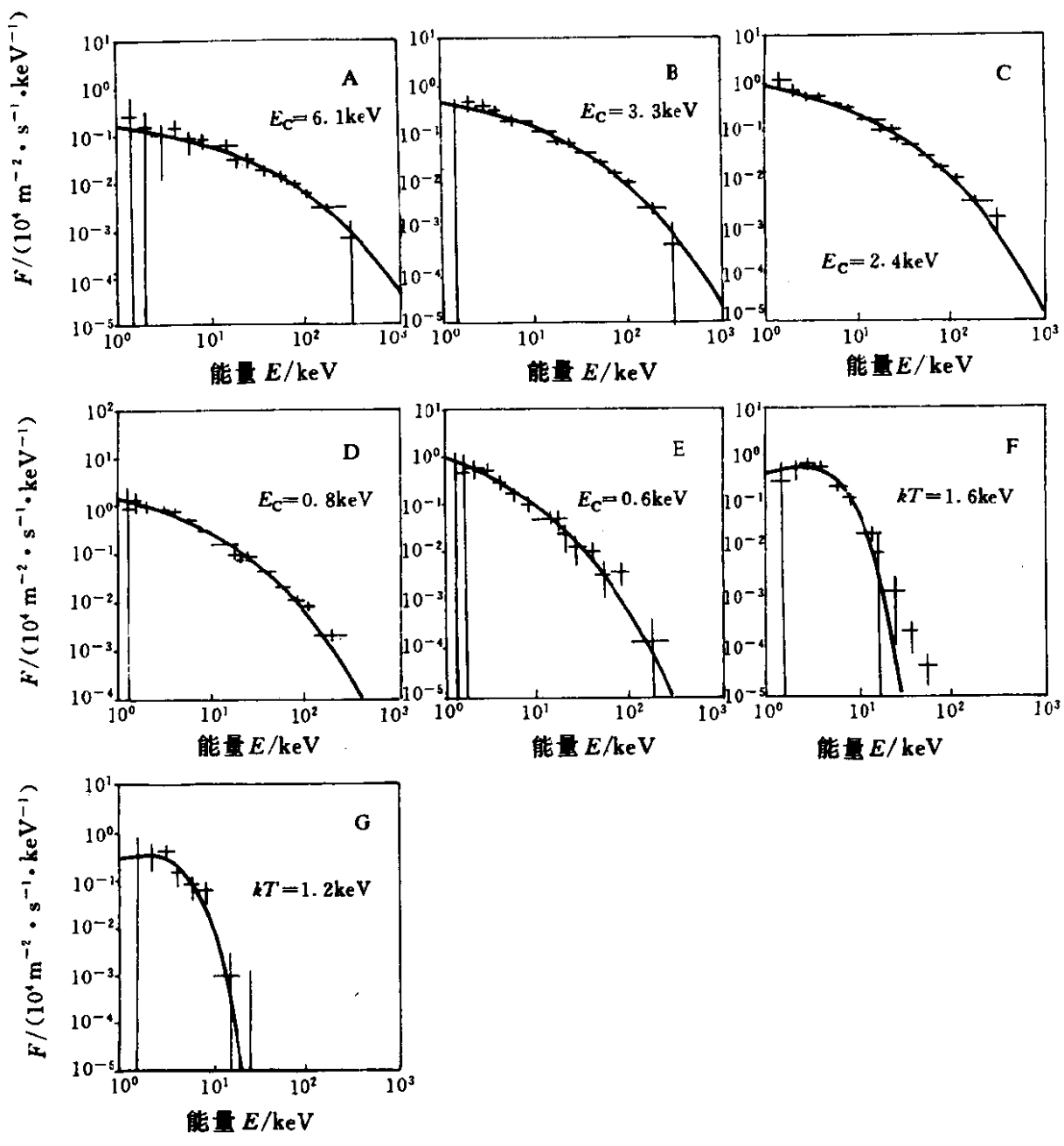


图 10.21 GB870303 的 7 段时间低能谱的理论拟合, 取自 [58]

(4) 线状谱

在一些 γ 爆的能谱中, 还可以观测到一些叠加在连续谱上的

线状谱^[59]. 特别是前苏联卫星 Venera 11 和 12 上的仪器 KONUS, 给出了明显的低能 (几十 keV) 吸收线和高能 (400 多 keV) 发射线特征, 分别如图 10.22 和图 10.23 所示. 大约 20% γ 爆有吸收线, 10% 有发射线.

尽管 γ 爆的总持续时间很短, 但在持续时间内无论连续谱还是线状谱均有明显的演化^[52], 图 10.24 中绘出了 γ 爆 GB820827C 在 5 个时间间隔内的谱形. 显然, 连续谱的等效温度有了明显的变化, 而初时清晰可见的吸收线和发射线特征, 后来看不见了.

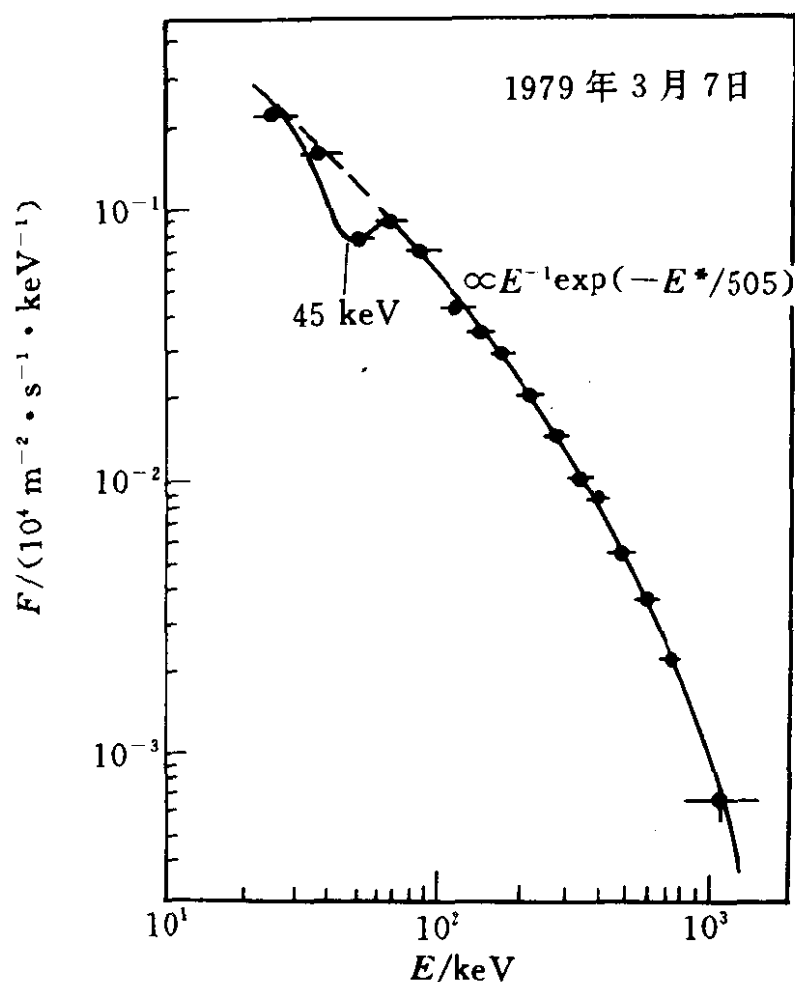


图 10.22 GB790307 谱的吸收线特征, 取自 [60].

图中 $E^* = E/\text{keV}$

(5) 吸收线

几十 keV 的吸收线，通常解释为回旋吸收线。一个电子在磁场中会被束缚而形成能级 E_n ($n=1, 2, \dots$)，称为 Landau 能级。光子被 Landau 能级上的一个电子吸收而激发到更高能级去，就会导致回旋吸收线，对应能量可表示为

$$E_B = h\nu_B \approx 11.6 B_8 \text{ keV} \quad (12)$$

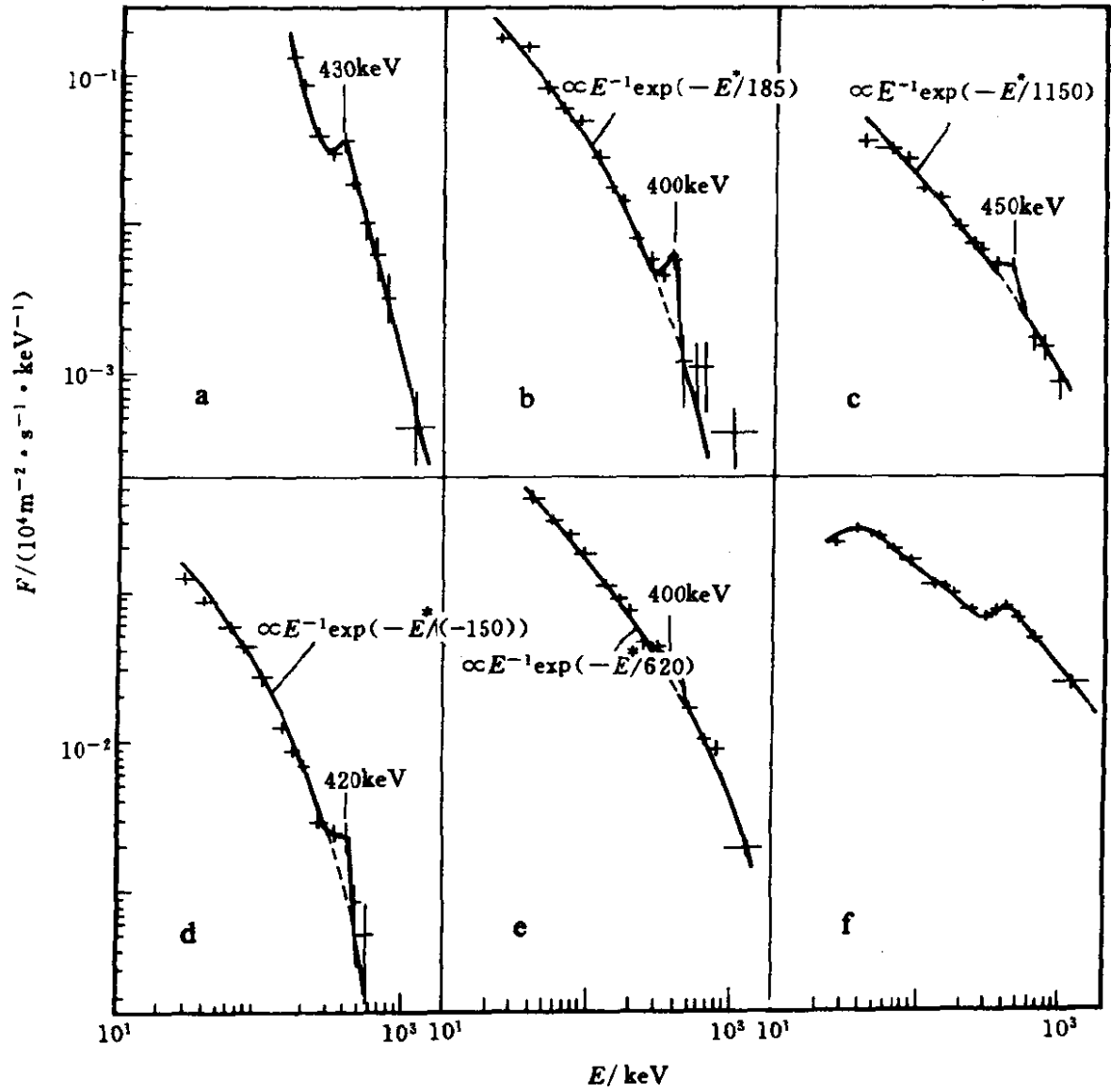


图 10.23 γ 爆的发射线特征：a) GB790305，
b) GB780918，c) GB790418，d) GB790116，
e) GB781104，f) GB781119（初期），取自 [61].

图中 $E^* = E/\text{keV}$

观测到 GB790307 有 45keV 的吸收线 (如图 10.22), 对应的 $B_s=3.9$, 意味着所在地的磁场强度高达 $3.9\times10^8\text{T}$. 这是支持 γ 爆源为中子星的又一证据. 但是, 这一证据又与高能尾巴要求弱磁场相矛盾.

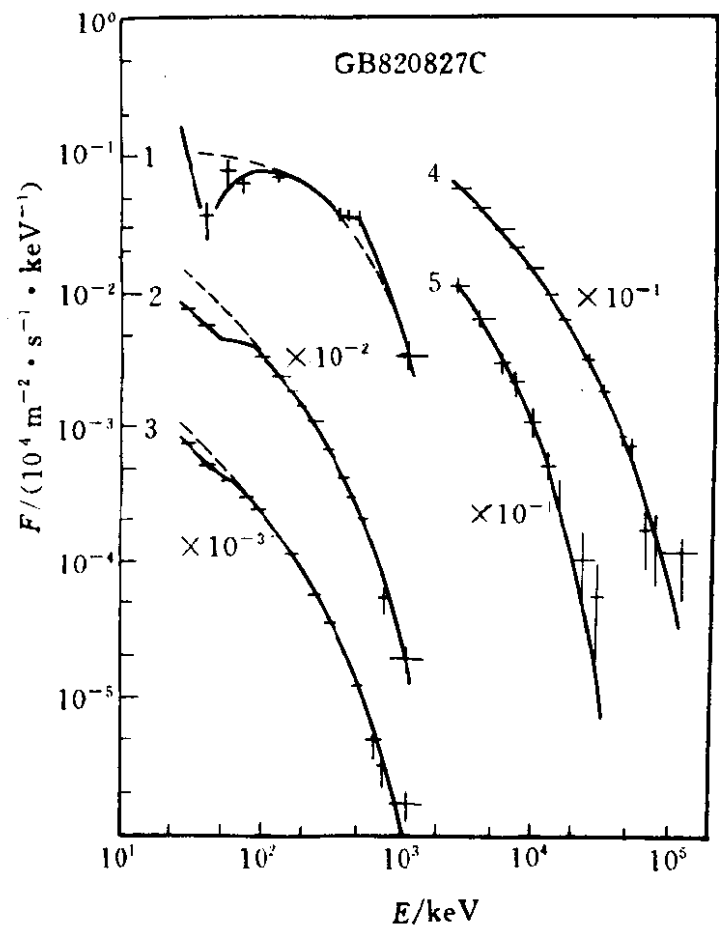


图 10.24 GB820827c 谱的演化, 取自 [62]

KONUS 的吸收线数据常引起一些疑问, 这是因为: 一、显示吸收线的数据点很少, 不清晰; 二、吸收线已接近 KONUS 仪器的低能截止端. Ginga 卫星是 X 射线卫星, 低能性能很好, 真低能端几乎一直延伸到 1keV. 特别是, Ginga 卫星清晰地观测到了两条吸收线 (回旋基波和一次谐波)^[57,63]. 图 10.25 显示了 GB880205 的两条吸收线, 它们的能量分别为 19.3 ± 0.7 和 38.6

±1.6keV, 后者正好为前者的两倍, 从而明确地证明了其回旋线起源. 与此相应的磁场为 $1.7 \times 10^8 \text{T}$.

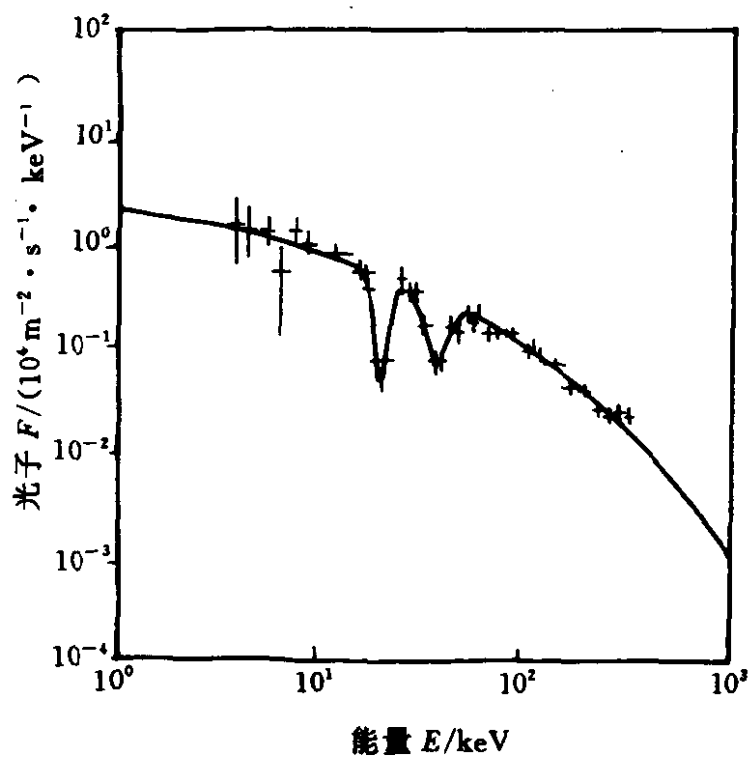


图 10.25 GB880205 能谱的吸收线特征, 取自 [63]

(6) 发射线

400 多 keV 处的发射线, 通常解释为正负电子对湮没辐射的 511keV 的光子经引力红移后形成. 比如 GB790418 的发射线为 450keV, 对应的红移量为 $z=0.12$. 按引力红移的表达式

$$z = \left(1 - \frac{2MG}{R}\right)^{-1/2} - 1 \tag{13}$$

估计这个红移量相当于离质量为 $1M_{\odot}$ 的中子星核心 15km 处的引力红移, 正是在中子星表面附近. 这是支持 γ 爆源为中子星的又一个证据.

(7) 发射区

黑体谱不能拟合 γ 爆观测谱. 这一事实表明, γ 爆辐射应属于光学薄情形. 正是因为光学薄, γ 爆能谱的研究应能比较直接地反映辐射机制. 但是, 上述三种过程的辐射冷却 (电子能量减少) 时

标均远远短于 γ 爆持续时标. 要维持整个 γ 爆持续时间内的辐射, 电子必须得到不断的能量补充 (加速机制). 因此, γ 爆的时间变化并不反映辐射机制, 而是反映电子能量补充过程. 关于 γ 爆的辐射区, 从能谱的研究中可以获得一些信息.

Liang^[54] 基于热同步辐射模型和低能光子的自吸收性质, 经与 KONUS 的观测结果拟合, 得到 γ 射线发射区的电子柱密度 nl 约为 $10^{20} \sim 10^{21} \text{cm}^{-2}$. Liang 进一步分析了湮没线并与 KONUS 的观测结果比较, 指出湮没区的等离子体主要为正、负电子对等离子体, 要求正电子数密度 n_+ 约为 $10^{23} \sim 10^{26} \text{cm}^{-3}$. 如果取 $n_+ \sim 10^{25} \text{cm}^{-3}$, γ 爆发发射区的厚度 l 约为 $10^{-5} \sim 10^{-4} \text{cm}$.

我们基于连续谱来自发射区高温正、负电子对等离子体而湮没线谱形成于从发射区逸出的正电子与区外电子的湮没, 前者正比于发射区体积, 后者正比于发射区面积, 由连续谱与湮没线谱辐射功率之比, 就可以求出发射区厚度^[64]. 这样求出的发射区电子柱密度 $nl \sim 10^{21} \text{cm}^{-2}$, 与 Liang 的结果一致.

Wang 等利用回旋共振散射计算了吸收线^[65], 并证明, 为得到 Ginga 卫星测得 GB880205 的双吸收线结构, 相应厚度必须非常薄, 电子柱密度也在 10^{21}cm^{-2} 量级.

考虑到中子星两个最大品种 (脉冲星与 γ 爆) 之间没有任何成协关系, 最自然的是假设 γ 爆为熄灭的脉冲星^[66]. 这样, γ 爆与脉冲星在 $P-\dot{P}$ 图上落在不同区域. 就是说, γ 爆是磁场弱且周期长的中子星. 这里的磁场是按脉冲星观测的磁场, 主要指整体性的偶极背景场. 另一方面, 回旋吸收线的存在表明 γ 爆应有强磁场. 这可以是局部性的磁场. 协调这两个方面, 我们提出了细磁流管的假设, 认为中子星表面附近, 至少在 γ 爆活动期, 存在大量细磁流管^[67,68]. 管外是背景弱磁场, 管内是强磁场. 经计算, 与 GB880205 的双吸收线结构比较, 可以定出磁流管内电子横向柱密度也在 10^{21}cm^{-2} 量级. 如果取电子密度 $\sim 10^{25} \text{cm}^{-3}$, 则磁流管的半径 $\sim 10^{-4} \text{cm}$, 是非常细的磁流管.

由上述可见,从各种不同角度去分析, γ 爆发发射区的线度均非常小.如何形成和维持这种小尺度发射区,是 γ 爆研究中的一个有趣问题.

(8) 谱偏折现象

Compton GRO 卫星上的 BATSE 在短短的两年时间内就发现了约 600 个 γ 爆.然而,在 γ 爆能谱方面发表的资料还很少.最近公布的关于谱偏折现象 (spectral breaks) 的发现^[69],是一件比较重要的事. Schaefer 等分析了 BATSE 测得的 100keV~27MeV 范围内 18 个 γ 爆谱后指出:大多可用指数在 -1.36 与 -2.29 之间的幂律谱拟合,但有 5 个不能用单一幂律谱拟合,而可分两段用两个幂律谱来拟合,其偏折处在 400keV 与 2MeV 之间.图 10.26 绘出了 GB910814—69275 峰值处的偏折幂律光子谱,折断发生在 1.6MeV 附近很狭的能量范围内.偏折现象表明,某一能量阈值以上存在附加 γ 光子吸收.这种吸收可以是光子-光子碰撞产生电子对,光子在强磁场中转化为电子对等等.注意,上图纵坐标与通常所用的流量不同,这里多乘了一个因子 $(E/100\text{keV})^2$, E 为光子能量,是为了突出偏折点.要与通常的谱图比较,此图应除以因子 $(E/100\text{keV})^2$.

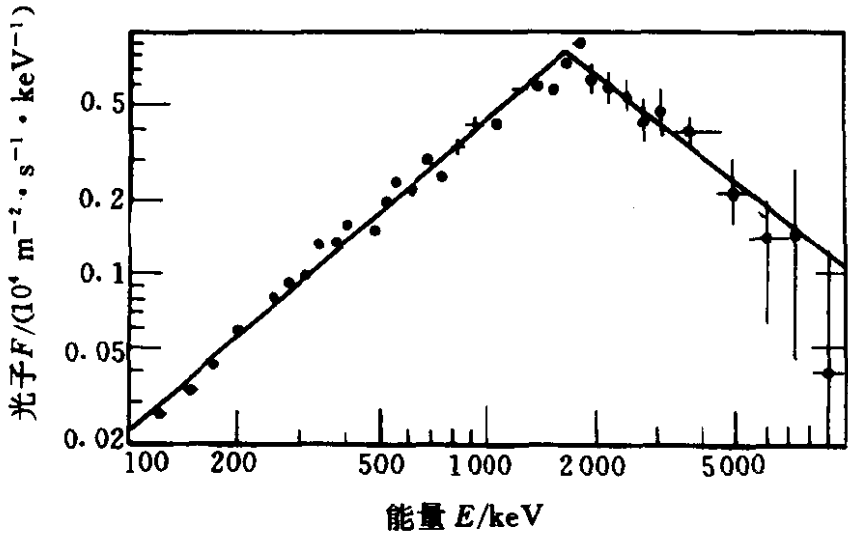


图 10.26 GB910814—69275 能谱的偏折. 纵坐标为 (光子/ $(10^4\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1})$), 横坐标为 E/keV , 取自 [69]

为什么以前没有发现这个偏折现象呢？这是因为谱的高能部分误差比较大，很不容易测准。实际上，SMM 卫星的数据中已经观测到在一些 γ 爆能谱中高能端有变陡的迹象，这便是偏折。这一现象的出现，稍稍缓解了高能尾巴对强磁场的限制。进一步的辐射机制研究必须考虑这一偏折现象。

3.3 空间分布

在 Compton GRO 发射以前，人们已经发现了大量 γ 爆，已经知道 γ 爆的空间分布是各向同性的^[27]。但是，由于以往所用探测仪器灵敏度等性能不够好，不能很好地探测弱源，所以 γ 爆的空间分布是否均匀，不能作出结论。Compton GRO 的 BATSE 比以往仪器有了大幅度的改进，可以测量很弱（因而很远）的 γ 爆。这个测量更肯定了各向同性分布的结论^[70]。图 10.27 所示的是 BATSE 从 1991 年 4 月 21 日起两年观测到的 591 个 γ 爆在银河坐标系中的角分布，没有向银道面和银心方向集聚的任何迹象，也没有趋于邻近星系或邻近星系团的任何倾向，明显地显示出高度各向同性。与此形成强烈对照的是， γ 爆远近的空间分布却十分不均匀，越远 γ 爆越少^[70]。虽然我们并不知道 γ 爆的实际距离，但却可以通过距离的相对比较（强度的相对比较）来获得信息。设 C_{\max} 为 γ 爆峰值计数率， C_{\min} 为触发阈计数率。图 10.28 表示强于某峰值强度的 γ 爆数目按强度比值 C_{\max}/C_{\min} 的分布。如果分布是空间均匀的，那么图中的斜率应为 $-3/2$ 。实际的分布（特别是弱源）明显地偏离 $-3/2$ 律，表明越弱（越远）的 γ 爆越少^[70]。

由于银河系是盘状的，地球（太阳系）又在远离银心的偏心位置上，很难想像地球上会看到这种各向同性而又不均匀分布的天体，除非这种天体十分遥远。

目前被人们考虑得比较多的是两类模型。一类属于宇宙学的模型，认为 γ 爆发生在宇宙尺度上^[71,72]，因而爆发能量必须很大，与超新星爆发同数量级， $\sim 10^{44}\text{J}$ 。这个模型的好处在于可以非常自然地解释各向同性，而宇宙学红移又可以提供解释非均匀空间

分布的自然机制。但是，这个模型在解释 γ 爆时标以及能谱结构等方面还存在相当大的困难。400 多 keV 的湮没线没有显示出宇宙学红移。不过，Compton GRO 的仪器至今并未观测到这种湮没线。

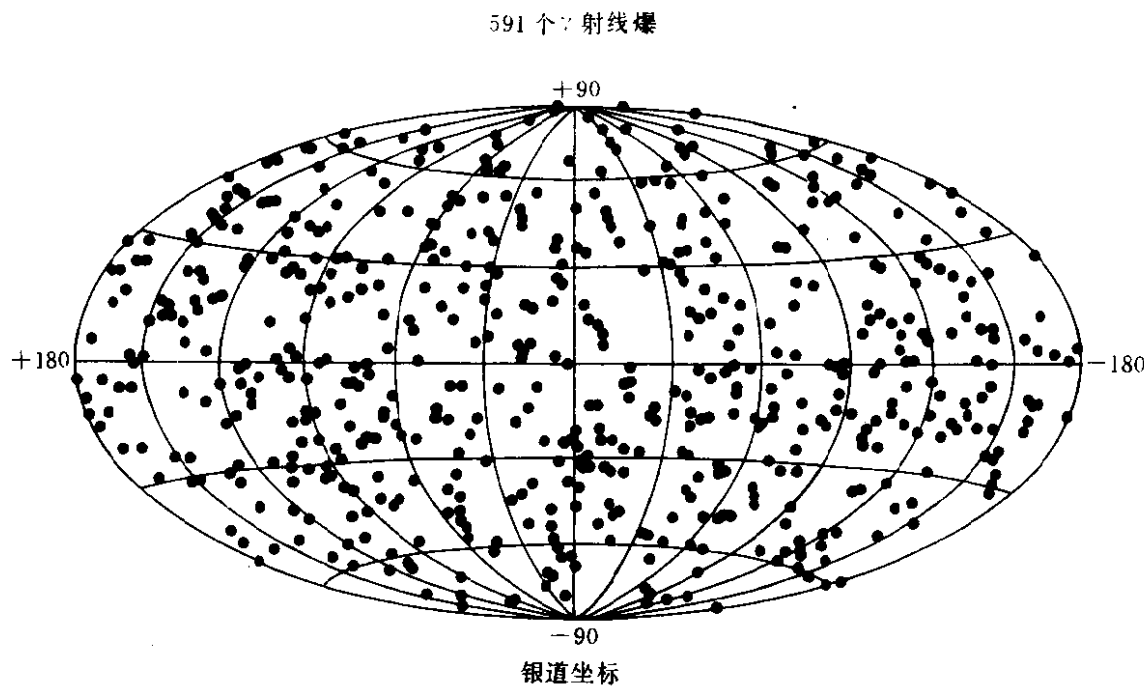


图 10.27 591 个 γ 射线爆在银道坐标系中的分布，取自 [27]

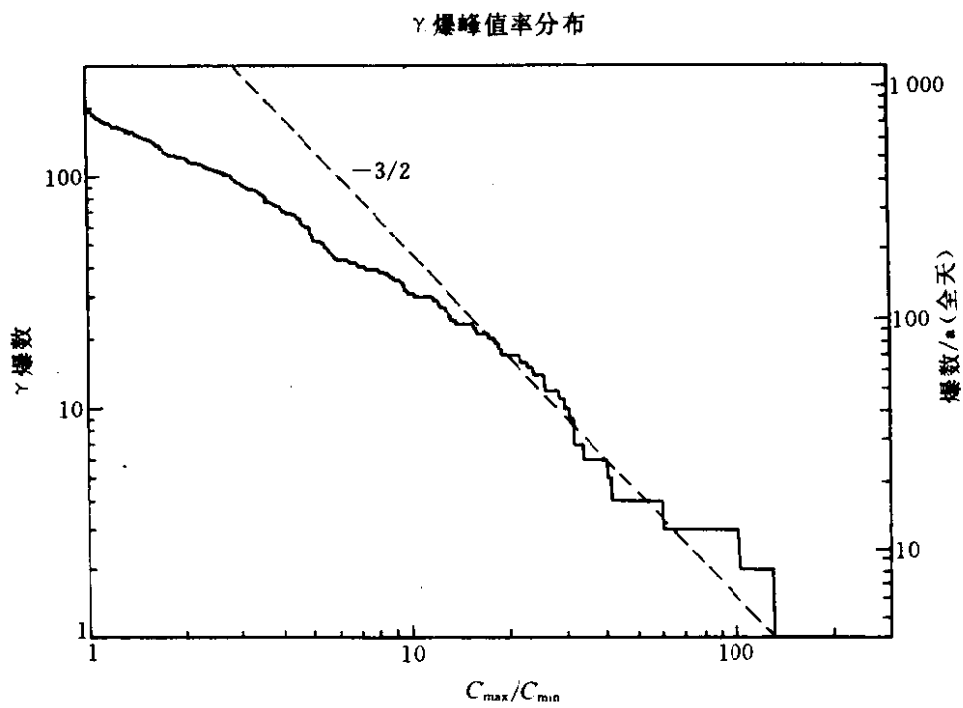


图 10.28 γ 爆按 C_{\max}/C_{\min} 分布，取自 [28]

另一类属于银河系暗晕的模型,认为 γ 爆分布在离银心很远的晕中^[73].为了解释各向同性,这种晕离银心的距离必须远大于太阳系离银心的距离.如何解释这么大的暗晕,目前还是一个问题.

由上述可见,Compton GRO 上 BATSE 关于 γ 爆的发现给传统的理解带来了多么大的冲击!

4. 讨论与展望

我们已经看到,无论 γ 脉冲星或者 γ 爆,近两年的进展都是突破性的,甚至对这个领域的进一步发展可能是决定性的:

γ 脉冲星从长期维持只有两颗一跃而上升到6~8颗.估计短期内还会有更多的 γ 脉冲星被发现.因此,90年代中 γ 脉冲星将发展成为一门独立的学科.人们已经可以开始系统地研究 γ 脉冲星的性质以及它们与其它脉冲星和中子星的关系.

目前,人们对 γ 脉冲星已经有了不少认识,但还有更多的问题有待研究和解答. γ 射线脉冲星与射电脉冲星之间究竟有什么关系?满足什么条件的射电脉冲星才是 γ 脉冲星?不表现为射电脉冲星的 γ 脉冲星(如 Geminga)究竟有多少?是多还是少? γ 脉冲星与X射线波段和光学波段的辐射又有什么关系?什么物理机制导致了 γ 射线脉冲辐射?它究竟来自内隙还是外隙或者别的地方?如何根据脉冲星的基本参数(P 、 \dot{P} 以及距离等)确切计算出 γ 射线脉冲辐射的性质(流量、能谱等).

γ 脉冲星物理的进展,还有赖于进一步积累观测数据,发现更多的 γ 脉冲星,更精确地测定其辐射性质,观测其它相关辐射的性质等.目前已知的 γ 脉冲星几乎都观测到了X射线脉冲.研究 γ 射线和X射线脉冲辐射间的关系,对于了解辐射机制也许有特别重要的意义.

上面关于 γ 爆的讨论中,我们没有谈及能源问题.事实上,两年以前,人们对于 γ 爆的研究已经比较详细.对于能谱的结构,作了多方面的研究.也提出了许多有关 γ 爆的能源机制,比如,一

块陨石突然落在中子星上或者中子星的一次突发性吸积，引力能转化为 γ 辐射；中子星表面局部热核反应；中子星的星震……。这些能源机制所释放的能量均不大，是在近距离 γ 爆的思想下发展起来的。在 BATSE 关于 γ 爆空间分布的发现的冲击下，这些模型已经无法成立。如果说 γ 爆是宇宙学距离的，那么能源机制就得像超新星爆发那样激烈。Paczynski 曾为此提出过一个机制^[74]，认为 γ 爆的能量来源于两个中子星的碰撞。在银河系内，中子星碰撞概率约为 10^{-4}a^{-1} 。在宇宙学范围内（哈勃尺度上），这种碰撞概率将高达 10^5a^{-1} ，完全可以解释 γ 爆的发生率。这个机制后来又有不少讨论。但是，难于产生 γ 爆那样短的时标。所以，Compton GRO 关于 γ 爆的观测所带来的冲击是更为惊人的。因此，关于 γ 爆，存在的问题就更多了，甚至关于 γ 爆的观测数据本身也颇多存疑——回旋吸收线是否存在？湮没发射线是否存在？有没有呈黑体谱的 X 射线尾巴？……看来， γ 爆究竟在什么距离上？ γ 爆究竟有没有强磁场？甚至 γ 爆是否可能不是中子星？这样一些最基本的问题，也有待 90 年代来回答。

当然，从许多特征来看，目前大多仍均认为 γ 爆是中子星。那么， γ 爆是什么样的中子星？它与脉冲星从中子星性质的角度上看究竟不同在什么地方？总之， γ 脉冲星和 γ 爆必将是 90 年代中子星物理中最活跃（也将会是最有成效）的两个领域。

· 参 考 文 献

- [1] Baade W, Zwicky F. Phys. Rev., 1934, 45 : 138
- [2] Oppenheimer J R, Volkoff G M, Phys. Rev. 1939, 55 : 374
- [3] Giacconi R, Gursky H, Paolino F R, Rossi B B. Phys. Rev. Lett. 1962, 9 : 439
- [4] Hewish A, Bell S J, Pilkington J D H, Scott P F, Collins R A. Nature, 1968, 217 : 709
- [5] Gold T. Nature, 1968, 218 : 731
- [6] Schreier E, Levinson R, Gursky H, Kellogg E, Tananbaum H, Giacconi

- R. Evidence For The Binary Nature. *Ap J Lett*, 1972, 172 : L79
- [7] Staelin D H, Reifenstein E C. *Science*, 1968, 162 : 1481
- [8] Browning, et al. *Nature*, 1971, 232 : 99
- [9] Large M I, Vaughan A E, Mills B Y. *Nature*, 1968, 220 : 340
- [10] Albats P, et al. *Nature*, 1974, 251 : 400
- [11] Ogelman H, Fichtel C E, Kniffen D A. Asearch Of The Sas-2 Data. *Ap J*, 1976, 209 : 584
- [12] Li J D, Li T P, Ma Y Q, Wu M. *IAUC*. 1987, No. 4492
- [13] 李惕碚, 李惊东, 马宇倩等, 脉冲星 PSR1951+32 的 γ 辐射, 天体物理学报, 1989, 9 : 298
- [14] D'Amico N. *IAUC*. 1987, No. 4507
- [15] Bennett K. *Proc. 22nd. Int. Conf. Cosmic Rays*. 1990, OG3. 3-1
- [16] Ruderman M A, Sutherland P G. *Theory of Pulsars*. *Ap J*, 1975, 196 : 51
- [17] Cheng K S, Ho C, Ruderman M. *Energetic Radiation From Rapidly Spinning Pulsars. I*. *Ap J*, 1986, 300 : 500
- [18] Cheng K S, Ho C, Ruderman M. *Energetic Radiation From Rapidly Spinning Pulsars. II*. *Ap J*, 1986, 300 : 522
- [19] Ruderman M, cheng K S. *Evolution Of A Short-period Gamma-ray Pulsar Family*. *Ap J*, 1988, 335 : 306
- [20] Zhao Y H, Lu T, Huang K L, Lu H L, Peng Q H. *Gamma-ray Emission From Pulsars*. *Ap J*, 1989, 223 : 147
- [21] Lu T, Shi T Y. *Gamma-ray Emission From Pulsars And Hardee Mechanism of $e^- e^+$ Production*. *A J*, 1990, 231 : L7
- [22] Ma Y Q, Lu T, Yu K N, Young E C M. *IAUC* 1991, No. 5316
- [23] Ma Y Q, Lu T, Yu K N, Young E C M. *Possible Discovery of Three Gamma-ray Pulsars*. *Ap S S*, 1993, 201 : 113
- [24] Klebesadel T W, Strong I B, Olson R A. *Observations of Gamma-ray Bursts of Cosmic Origin*. *Ap J Lett*, 1973, 182 : L85
- [25] Liang E P, Petrosian V, ed. *AIP Conference Proceedings. Gamma-ray Bursts*, [s. l.] : [s. n.], 1986
- [26] Ho C, Epstein R I, Fenimore E E, ed. *Gamma-ray Bursts-Observations*,

- Analyses and Theories, Cambridge : [s. n.], 1992
- [27] Harding A K, Phys. Rep. 1991, 206 : 327
 - [28] 毛淑德, 陈莹, 科学 1993
 - [29] Taylor J H, Manchester R N, Lyne A G, Jokrell Bank Preprint, 1993, No. 1070
 - [30] Goldreich P, Juan W H. Pulsar Electrodynamics. Ap J, 1969, 157 : 869
 - [31] Sturrock P A. A Model of Pulsars. Ap J, 1971, 164 : 529
 - [32] Hardee D E. Prouction and beaming of Pulsar Gamma-ray Emission. Ap J, 1977, 216 : 873
 - [33] Bertsch D L. Nature, 1992, 357 : 306
 - [34] Fierro J M. Ap J Lett, In press
 - [35] Lichti G, Preprint from Vulcano Workshop, 1992
 - [36] Thompson DJ. Nature, 1992, 359 : 615
 - [37] Chen K, Ruderman M. Pulsar Death Lines and Death Valley. Ap J, 1993, 402 : 264
 - [38] Cheng K S, Ma Y Q. Ap J, In press
 - [39] Kanbach G, AIP Conference Proceedings No. 101, [s. l.]; [s. n.], 1983
 - [40] Michel F C. Theory of Nentron Star Magnetospheres, Chicago : The University of Chicago, 1991
 - [41] 武古成, 陆垓, 宋黎明, 天文学进展, 1993
 - [42] Halpern J P, Holt S S. Nature, 1992, 357 : 222
 - [43] Bignami G F, Caraveo P A. Nature, 1992, 357 : 287
 - [44] 马宇倩, 天体物理学报 1992, 12 : 389
 - [45] Thorsett S E. Nature, 1992, 356 : 690
 - [46]
 - [47] Cheng A F, Helfand D J. X-ray From Radio Pulsars : The Detection of PSR 1055—52. Ap J, 1983, 271 : 271
 - [48] Brinkman W, Ogelman H. Soft X-ray Observation of Radio Pulsar PSR 1055—52. A Ap, 1987, 182 : 71
 - [49] Ogelman H, Finley J P. Ap J, Submitted

- [50] 宋黎明, 陆埏, 科学通报, 待发表
- [51] 宋黎明, 陆埏, 天文学报, 待发表
- [52] Wood K, In: Liang and Petrosian, ed. AIP conference Proceedings No. 141, [s. l.] : [s. n.], 1984
- [53] Klebesadel R W, Gamma-ray Bursts-Observations. In: Ho, Epstein, Fenimore. ed. Analyses and Theories, [s. l.] : [s. n.], 1992, 161
- [54] liang E P, In: Burns, Harding, Ramaty. ed. AIP Conference Proceedings No. 101. [s. l.] : [s. n.], 1983, 76
- [55] Nolan P L. In: Burns, Harding, Ramaty. ed. AIP Conference Proceedings No. 101. [s. l.] : [s. n.], 1983, 59
- [56] Share G H. Gamma-ray Bursts-Observations, In: Ho, Epstein, Fenimore, ed. Analyses and Theories. [s. l.] : [s. n.], 1992, 249
- [57] Murakami T. Nature, 1988, 335 : 234
- [58] Murakami T. Gamma-ray Bursts-Observations. In: Ho, Epstein, Fenimore, ed. Analyses and Theories, [s. l.] : [s. n.], 1992, 239
- [59] Mazets E P. In: Burns, Harding, Ramaty, ed. AIP Conference Proceedings No. 101, 1983, 36
- [60] Desai U D. In: Liang, Petrosian, ed. AIP Conference Proceedings No. 141, 1986, 98
- [61] Nolan P L, In: Liang, petrosian, ed. AIP Conference Proceedings No. 141, 1986, 102
- [62] Hueter G, In: Liang, Petrosian, ed. AIP Conference proceedings No. 141, 1986, 87
- [63] Murakami T. Adv Space Res, 1990, 10; 63
- [64] shi T Y, Lu T. Red-shifted Annihilation Lines In Thermal Synchrotron Model of Gamma-ray Bursts. Ap S S, 1987, 136 : 363
- [65] Wang J C L. Phys Rev Lett, 1989, 63 : 1550
- [66] Shklovskii I S, Mitrofanov i G. M N R A S, 1985, 212 : 545
- [67] Lu T. Gamma-ray Bursts-Observation. In: Ho, Epstein, Fenimore, ed. Analyses and Theories, 1992, 394
- [68] 韦大明, 陆埏, 倪陈平等, 天体物理学报, 1993, 13 : 108
- [69] Schaefer B E, Teegarden B J, Cline T L, et al. High-energy Spectral

- Breaks in Gamma-ray Bursts, 1992, 393 : L51
- [70] Meegan C A. Nature, 1992, 355 : 143
 - [71] Paczynski B. Gamma-ray Bursters at Cosmological Distances. Ap J, 1986, 308 : L43
 - [72] Paczynski B. Acta Astronomica, 1991, 41 : 257
 - [73] Paczynski B. Acta Astronomica, 1991, 41 : 157
 - [74] Paczynski B. Gamma-ray Bursts-Observations, In : Ho, Epstein, Fenimore, ed. Analyses and Theories, 1992, 67

十一、分子天文学和恒星形成

孙 锦

北京师范大学天文系

1. 分子——星际介质和恒星形成与演化的示踪器

1.1 星际分子发现简史和分子天文学的诞生

——从原子天体物理学到分子天体物理学

星际介质的定量研究开始于 1904 年,这一年 Hartman J 对弥漫星云的 Ca 和 K 的吸收线进行了观测,以后又对 Na, Fe 和 Ti 等原子的光学谱线相继进行了测量. H 是星际介质中最丰富的原子,但这一事实一直到 1930 年才确认. 星际分子的最早探索差不多也在这一时期. 1934 年第一次在可见区发现了 4 个弥散的光谱带. 当时就有一些人认为它们在性质上应是分子的. 如 1937 年 Swings P 曾提出它们是 CO_2 分子的光谱带,同年他和 Rosenfeld L 又强调了在星际中存在 CH, OH, NH, CN 以及 C_2 等分子的可能性. 1937 年 Dunham T 等观测到波长为 4300.31 \AA , 4232.58 \AA 和 3957.74 \AA 的紫外光被星际物质吸收,不久证实它们是次甲基 (CH) 和次甲基离子 (CH^+) 的吸收线. 1940 年又发现了氰基 (CN) 的紫外吸收线. 这是第一批在星际介质中发现的分子. 不过,遗憾的是当时由于认识上的限制,人们怀疑这些分子可能是由星际或拱星物质引起的. 到了 50 年代,这一传统观念开始有所动摇. 如 1949 年 Shklovsky IS 就建议在星际暗云中寻找羟基 (OH), 次甲基 (CH) 和氧化硅 (SiO) 等分子的微波谱线,并计算了它们各自的频率. 几乎是同时,1950 年 Townes CH 又提出一个包含 OH 在内 17 种星际分子的候选者名单以及它们的谱线频率. 之后, Barrett A H 曾于 1956 年在银心、反银心和仙后座 A 等方向尝

试寻找星际的 OH 微波谱线,但由于频率掌握不准而未取得成功.以后 Townes 又在实验室再次精确测定了 OH 分子的微波跃迁频率.这样,到 1963 年 Weinreb S 等用 1 665, 1 667MHz 的频率在仙后座 A 方向终于探测到 OH 的吸收线,这是第一根在射电波长上测量的天文分子谱线.以后几年,天文分子的发现进展很快,1965 年 Weaver H 等在 W3 (OH) 中发现了 OH 分子在 1 665MHz 频率上的强发射(后证认为“脉泽”发射).1968 年 Cheung C A 等又在人马座 B2, 猎户座以及 W49 等方向上探测到了 NH_3 和 H_2O 等分子在 1.35cm 波长上的辐射.第一个天文上的有机分子甲醛 (H_2CO), 是 Snyder L E 于 1969 年发现的.1970 年人们又在 2.6mm 波长上发现了宇宙中仅次于 H_2 的分布最广、最丰富的分子——CO.至此人们已坚定地相信,在宇宙中确实广泛存在着各种类型的分子.进入 70 年代后,由于毫米波天文技术的迅速发展.一批性能优异的望远镜建成,特别是 1970 年第一个载有紫外望远镜的卫星上天,终于找到了期待已久的星际介质中最丰富的分子—— H_2 .现在人们完全相信:星际气体的密度是足以结合成具有相当丰度的复杂分子的,同时它们又有条件来屏蔽星际紫外辐射场,使形成的分子免遭破坏的.

和任何其它学科一样,大批天文分子的发现必将促成一个新学科的诞生.从 70 年代开始不少科学家包括原来工作在化学、无线电波谱学、理论物理学的专家开始转入天文分子的进一步发现和理论研究领域.其中最具代表性的是著名物理学家、化学家 Dalgarno A 所领导的研究小组,可以说是他们首先开辟了一个理论分子天体物理学研究的新领域.至此,天文学的一个新分支——分子天体物理学——从观测到理论全面地展开了^[1,2,3].

天文分子的不断发现及其所揭示的深远意义同样也激发起了我国天文学家、原子、分子物理学家的浓厚兴趣,经过一段时期的准备与酝酿,分子天体物理学(在我国多年来习惯称作的分子天文学)在 70 年代末正式起步.十几年过去了,今天我们已经建

立起一支实力较强、致力于分子谱线观测设备研制和活跃在天文分子的观测和理论研究前沿的队伍。

和以往的天体物理学大相径庭,分子天体物理学是利用星际、拱星包层以及星系里发现的分子及其发射和吸收谱线,从分子层次上来研究星际物质、拱星包层的物理和化学性质、研究恒星和星际物质的相互作用以及恒星形成与演化问题的。它是一门崭新和年青的学科。因为就在不远的过去,20多年前,人们关于天体的知识还几乎全部是根据中性的、电离的原子以及在这些原子的场或者大尺度磁场中运动的电子的辐射来取得的。也就是说,一直到那时,大部分天体物理学的内容都是用原子天体物理学来描述的。当然,核天体物理学是另一个重要的研究领域,但是可以认为,天体物理的大量数据仍然来源于对由原子过程产生的恒星光谱的观测。分子天体物理学的诞生开创了一个新纪元,使天文学家得以从分子过程来着手研究宇宙中发生的各种现象。20多年来分子天体物理学的发展事实已经证明它对于现代天文学的进步正在发生着深刻的影响。

1.2 分子天文学的研究意义

由于星际分子广泛存在于各种天文环境,如星际云、恒星形成区、电离星云、恒星包层、星系前物质、类星体吸收线区、非常年青的超新星遗迹以及河外星系中的星际物质,星系中心甚至包括某些活动星系核等。因此分子的研究给我们提供了大量的天体物理信息,使我们对星际物质全貌的认识发生了很大的变化。以银河系为例,我们可以证实,大约50%的星际物质质量是以分子形式存在的,而在离银心 $4\sim 8\text{kpc}$ 的分子环带中,90%的星际介质的质量是分子的。因此对分子的观测与研究可以更本质地反映我们所在星系的客观世界。另外分子谱线也是示踪各种星际云物理条件(温度、密度、质量、内部运动、元素丰度甚至演化状态)的最好探针。特别是近年来亚毫米波和红外谱技术的进步,为用更多的分子谱线来示踪分子云的物理参数,如从 $10\sim 3\,000\text{K}$ 的

温度, 从 $10 \sim 10^{11}/\text{cm}^3$ 的密度成为可能. 图 11.1 就是各种红外的、亚毫米的和微波的谱线可以示踪分子云相应密度和温度的直观展示^[4]. 利用它我们可以选择合适的示踪分子和观测波段来确定分子云的密度和温度. 例如: 用 CO 分子在 $100\mu\text{m} \sim 1\text{mm}$ 的转动跃迁谱线可以诊断具有中等密度 ($n_{\text{H}_2} \approx 10^4 \sim 10^6/\text{cm}^3$)、温度在 $100 \sim 1\,000\text{K}$ 范围内的参数. 对于密度高达 $10^7 \sim 10^9/\text{cm}^3$ 的云核和盘, 有极的重陀螺分子 CS, HCN, HC_3N 是很好的探针. 对于分子云中更致密的区域 (如: $n_{\text{H}_2} \approx 10^9 \sim 10^{11}/\text{cm}^3$), OH, H_2O 和 SiO 脉泽是理想的示踪器. 而 H_2 在 $2\mu\text{m}$ 波长上的转振发射则是分子云存在激波物理条件的有力证明. 总之, 分子谱线可以示踪如此广阔的星际气体参数范围, 这是原子谱线所望尘莫及的.

分子以及分子谱线的意义还在于它在控制和揭示天体演化进程方面扮演了重要的角色. 以恒星形成为例, 近 20 年来的研究表明, 在恒星主序前演化的几个关键阶段, 如分子云塌缩的开始、稠密核的形成、被星云吸积盘包围的原恒星的出现以及以双极流为主要特征的物质喷发, 均可在分子过程和分子谱线辐射上找到相应的表现. 不仅如此, 分子云本身的形成、演化及其内部运动又将直接控制着云的收缩、碎裂、消散以及星的形成. 此外, 在恒星形成区观测到的 H_2O 和 OH 分子的强脉泽, 则往往是大质量星正在形成的标志. 而脉泽辐射放出的高能量又将对云的动力学演化产生不容忽视的影响. 对于正在消亡的恒星如 AGB 星 (红巨星的渐近巨星分支), 由于其可观的质量流失率, 形成了一个由分子和尘埃组成的光学厚的星周包层, 它是恒星物质重新回到星际的反映. 它有效地屏蔽了星际紫外辐射对包层内部的影响. 丰富的化学分子已经在这里被探测到, 这些分子为我们研究拱星包层的物理状态、化学组成、中心星的质量抛射和内部的核燃烧过程提供了大量信息. 综上所述, 分子确实是示踪星际介质和恒星形成与演化的有力手段. 正如著名的分子天文学家 Turner B. 所说:

“分子的研究提供了我们有关恒星是如何从冷的致密的气体中形成又如何死亡以及物质又如何送回星际介质的大部分知识”。^[5]前面提到的分子天体物理学的开拓者之一 Dalgarno 也认为：“由于能级结构和谱线的复杂性。”“分子是诊断它们所在天体物理条件的唯一探针”“它们常常控制着温度和电离结构，它们的存在能加强或抑制动力学的不稳定性，因此也决定性地影响着它们所参与构成天体的演化。”^[3]

作为分子云物理条件探针的红外及微波分子谱线

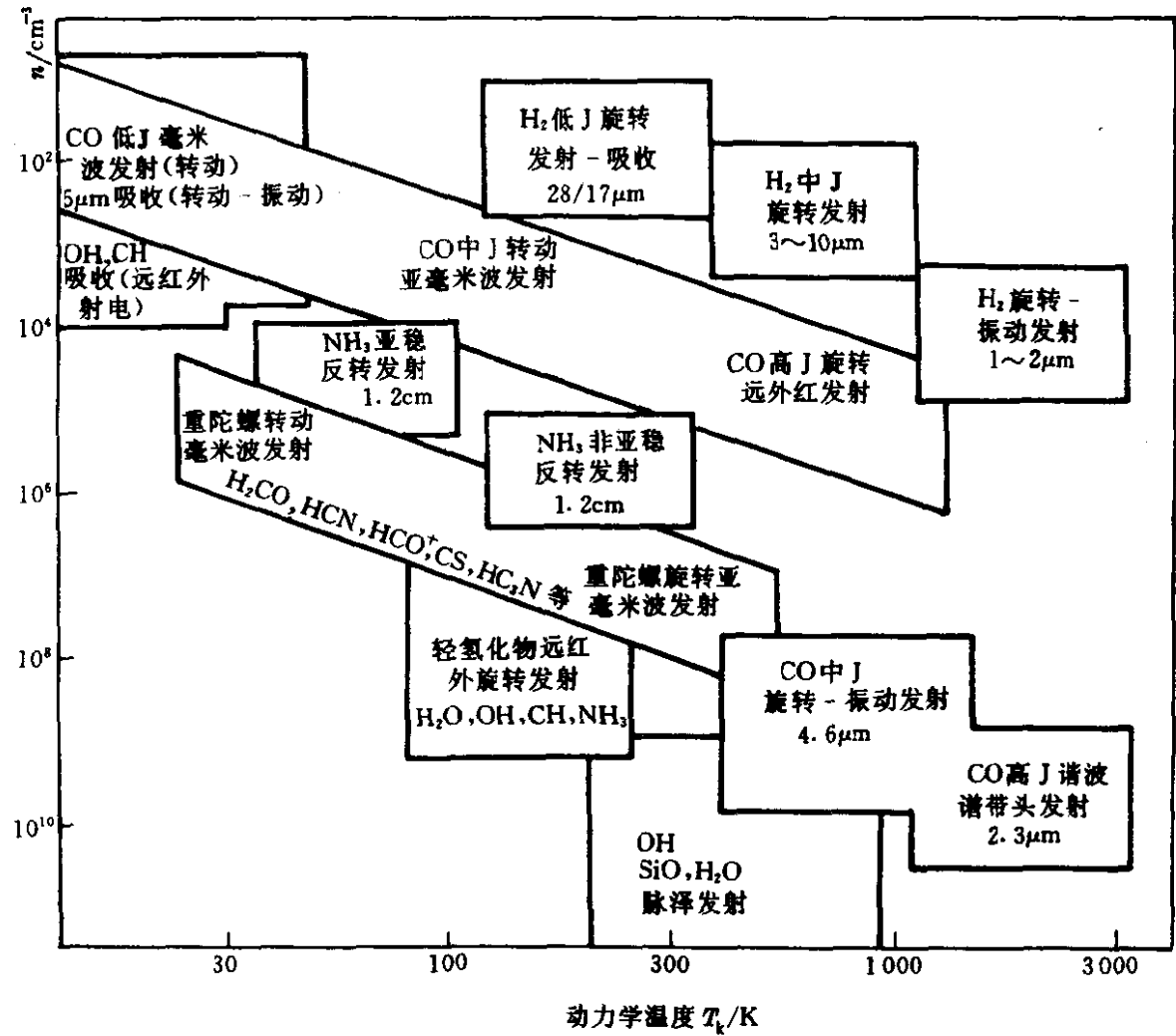


图 11.1 由不同分子谱线示踪氢分子密度和温度的直观图

1.3 迄今已发现和证认的天文（星际、拱星、星系）分子的品种、谱线及意义

进入 70 年代以后，天文观测并被证认的分子品种不断增加，

到 1994 年为止,发现和证认的天文分子总数已达 108 种.此外还有大约 50 种包括在 C, O, H 等元素同位素中的分子以及 50 种左右已经观测到其谱线发射而尚未证认出的分子.表 1 是一个按组成分子的原子个数排列的天文分子表(不包含同位素分子).表中第 1 列为化学分子式,第 2 列为分子的英文命名.^[5]相应的中文命名请参看文献^[6].发现时的年份和波段列于第 3、4 列.从表 1 可看出大约近一半数的分子是在近 10 年中发现的,这多少有些意外.天文分子在 80 年代后再次大批地发现是和口径毫米波天文望远镜(如日本 NRO 的 45m 毫米波镜)的投入使用和观测波段向更短波长如亚毫米波、红外波的扩展分不开的.在所发现的天文分子中既有两、三个原子组成的简单分子,又有几个甚至十几个原子组成的复杂有机分子;既有象 H₂O 和 CO 之类在我们周围常见的分子,又有一大批地球上从未找到天然样品的不稳定分子或所谓“自由基”以及分子离子.有些分子至今尚无合适的命名.

近几年来发现的一批新分子在宇宙化学和生物化学的研究中具有特别的意义.如很长一段时期发现的天文分子都是线型结构的,到 1984 年终于发现了第一个环形分子 SiC₂.以后又陆续检测到环形分子 C₃H, C₃H₂.它们在星际环境中的形成机制引起了天体化学家的浓厚兴趣.1987 年在星际中发现了第一个含磷分子 PN,两年后又在拱星包层中探测到另一个含磷分子 CP.这给宇宙生命的探索提供了线索(注: H, O, C, N, S 和 P 是所谓“生命元素”,前 5 种元素早在 70 年代初就在天文分子中找到了)近两年观测到的分子 SiN 则是天文上第一个含 Si-N 带的分子,不过它和分子 CP 的分布正好相反,它处于拱星包层的较外部分,很明显它是离子-分子硅化物的产物.然而,含磷分子 CP 的产生方法和相对高的丰度 ($[CP] / [H_2] \sim 10^{-8}$) 却至今仍是一个谜^[7].

在富碳星拱星包层中和星际致密云中最有意思的有机分子族莫过于含氰基(CN)的长链分子 H(C \equiv C)_nCN.目前,从 $n=0$ 到 $n=5$ 的所有这类分子都已经在晚期演化星的拱星包层中被观

测到. 然而, 最近在富碳星 IRC+10216 的包层中探测到了另一类分子 HCCN, 这就引起了一个十分有意义的问题, 是否 HC_{2n}N 族的其它成员也可在类似的环境中存在? 此外, 尽管已经作了深入的搜寻, 为什么在典型的富碳分子云 TMC-1 和它的分子云中又没有探测到 HCCN?^[7]

表 1 已发现和证认的天文分子总表

分子式	分子名称	发现年份	光谱波段
Two atoms			
CH	methylidyne	1937	可见光
CN	cyanogen radical	1940	可见光
CH^+	methyladyne ion	1941	可见光
OH	hydroxyl radical	1963	射电
CO	carbon monoxide	1970	射电
H_2	molecular hydrogen	1970	紫外
CS	carbon monosulfide	1971	射电
SiO	silicon monoxide	1971	射电
SO	sulfur monoxide	1973	射电
NS	nitrogen sulfide radical	1975	射电
SiS	silicon sulfide	1975	射电
C_2	diatomic carbon	1977	红外
NO	nitric oxide	1978	射电
HCl	hydrogen chloride	1984	红外
PN	phosphorus nitride	1987	射电
* NaCl	sodium chloride	1987	射电
* AlCl	aluminum chloride	1987	射电
* KCl	potassium chloride	1987	射电
* AlF	aluminum fluoride	1987	射电
* SiC	silicon carbide	1989	射电
* CP	phosphorus carbide	1989	射电
* SiN	silicon nitride	1990	射电
NH	nitrogen hydride	1991	紫外
SO^+	sulfur monoxide ion	1992	射电
Three atoms			
H_2O	water	1968	射电

续表

分子式	分子名称	发现年份	光谱波段
HCO ⁺	formyl ion	1970	射电
HCN	hydrogen cyanide.	1970	射电
HNC	hydrogen isocyanide	1971	射电
OCS	carbonyl sulfide	1971	射电
H ₂ S	hydrogen sulfide	1972	射电
C ₂ H	ethynyl radical	1974	射电
N ₂ H ⁺	diazenylium	1974	射电
SO ₂	sulfur dioxide	1975	射电
HCO	formyl radical	1976	射电
HNO	nitroxyl radical	1977	射电
HCS ⁺	thioformylium	1980	射电
HOC ⁺	isoformyl ion (unconfirmed)	1983	射电
* SiC ₂	silicon dicarbide	1984	射电
H ₂ D ⁺	(unnamed)	1985	红外
C ₂ S	(unnamed)	1986	射电
* CCC	triatomic carbon	1988	
SiH ₂	silylene (unconfirmed)	1990	射电
CH ₂	(unnamed)	1990	射电
C ₂ O	dicarbon monoxide	1991	射电
* MgNC	magnesium isocyanide redical	1993	射电
NH ₂ ⁺	amino ion	1993	射电
NH ₂	amino radical	1993	射电
* NaCN	sodium cyanide	1994	射电
N ₂ O	nitrous oxide	1994	射电
Four atoms			
NH ₃	ammonia	1968	射电
H ₂ CO	formaldehyde	1969	射电
HNCO	isocyanic acid	1971	射电
H ₂ CS	thioformaldehyde	1971	射电
C ₂ H ₂	acetylene	1976	红外
C ₃ N	cyanoethynyl radical	1976	射电
HNCS	isothiocyanic acid	1979	射电
HOCO ⁺	protonated carbon dioxide	1980	射电
1-C ₃ H	propynylidyne	1984	射电

续表

分子式	分子名称	发现年份	光谱波段
C_3O	tricarbon monoxide	1984	射电
$HCNH^+$	protonated HCN	1984	射电
$c-C_3H$	cyclopropynyl	1985	射电
H_3O^+	protonated water	1986	射电
C_3S	tricarbon monosulfide	1986	射电
* $HCCN$	(unnamed)	1991	射电
H_2CN	methylene amidogen radical	1994	射电
Five atoms			
$HCOOH$	formic acid	1970	射电
HC_3N	cyanoacetylene	1970	射电
CH_2NH	methanimine	1972	射电
NH_2CN	cyanamide	1975	射电
H_2CCO	ketene	1976	射电
C_4H	butadiynyl radical	1978	射电
* CH_4	methane	1978	射电
* SiH_4	silane	1984	红外
C_3H_2	cyclopropenylidene	1985	射电
CH_2CN	cyanomethyl radical	1987	射电
* C_4Si	(unnamed)	1989	射电
* $CCCCC$	pentatomic carbon	1989	红外
H_2C_3	propadienylidene	1990	射电
$HCCNC$	isocyanoacetylene, ethynylisocynide	1992	射电
$HNCCC$	propynylimide radical	1992	射电
Six atoms			
CH_3OH	methyl alcohol	1970	射电
CH_3CN	methyl cyanide	1971	射电
NH_2CHO	formamide	1971	射电
CH_3SH	methyl mercaptan	1979	射电
* C_2H_4	ethylene	1980	红外
C_5H	pentynylidyne radical	1986	射电
CH_3NC	methyl isocyanide	1987	射电
$HCCCHO$	propynal	1989	射电
H_2C_4	butatrienylidene	1990	射电
$CCCCCO$	pentatetraene ketene carbene	1990	

续表

分子式	分子名称	发现年份	光谱波段
HCCCNH ⁺	protonated cyanoacetylene	1994	射电
Seven atoms			
CH ₃ C ₂ H	methylacetylene	1971	射电
CH ₃ CHO	acetaldehyde	1971	射电
CH ₃ NH ₂	methylamine	1974	射电
CH ₂ CHCN	vinyl cyanide	1975	射电
HC ₅ N	cyanodiacetylene	1976	射电
C ₆ H	hexatriynyl radical	1986	射电
Eight atoms			
CH ₃ OHCO	methyl formate	1975	射电
CH ₃ C ₃ N	methyl cyanoacetylene	1983	射电
Nine atoms			
CH ₃ CH ₂ OH	ethyl alcohol (ethanol)	1974	射电
(CH ₃) ₂ O	dimethyl ether	1974	射电
CH ₃ CH ₂ CN	ethyl cyanide	1977	射电
HC ₇ N	cyanotriacetylene	1977	射电
CH ₃ C ₄ H	methyl diacetylene	1984	射电
Ten atoms			
CH ₃ C ₄ CN	hexadiynonitrile (unconfirmed)	1984	
(CH ₃) ₂ CO	acetone (unconfirmed)	1987	射电
Eleven atoms			
HC ₉ N	cyano-octatetrayne	1977	射电
Thirteen atoms			
HC ₁₁ N	cyanotetracetylene	1981	射电

离子分子的探测是星际化学特别是激波化学的又一个重要课题。例如，1986 年发现最近确认的离子分子 SO⁺ 就是激波效应的产物。而离子分子 H₃O⁺ 则是星际 O 和 H₂O 化学中的一个关键性的分子。众所周知，H₂O 分子是分子云的一个重要冷却剂，它对恒星形成区中云的热动力学有重要作用。因此好多年前人们就开始着手对星际 H₃O⁺ 分子进行试验性的探测，现在它已完全被确认。

表 1 中打 “*” 号者均表示这些分子只在充分演化星的拱星

包层中探测到，在拱星包层中探测到的分子（见表 2）已经超过 50 种，哪些只能在拱星包层中才能存在的分子的现象（它们大多与卤族元素及硅元素有关），说明他们所处的环境与星际介质有很不相同的化学性质。

近十年来对彗星特别是哈雷彗星中分子的探寻同样引起很大的兴趣。由于彗星是太阳系形成时留下的碎片的原始样品，因此它们是星际和行星间化学的载体。表 3 给出了目前在彗星中已经探测到的分子，其中不少为有机分子。相信总有一天这张表与星际分子总表（即表 1）会更加相近^[5]。

表 2 在拱星包层中探测到的分子

无机的稳定分子	
CO NaCl H ₂ S NH ₃ SiH ₄	H ₂
CS KCl	H ₂ O
SiO AlF	SO ₂
SiS AlCl	OCS
有机的稳定分子	
HCN CH ₃ CN HC ₃ N CH ₄ C ₂ H ₂ C ₂ H ₄ H ₂ CO	
活性分子	
碳链分子 HC ₅ N HC ₇ N HC ₉ N HC ₁₁ N HC-	C ₄ Si C ₅ H ₂ C ₄
CN C ₃	
同素异构分子 HNC	
自由基 C ₂ H 1-C ₃ H C ₄ H C ₅ H C ₆ H SiN	OH SO
CN C ₃ N C ₂ S C ₃ S CP MgNC	SiC
环形分子 c-C ₃ H SiCC C ₃ H ₂	
离子 HCO ⁺ NH ₂ ⁺	(注：左方分子均在 IRC10216 中看到)

表 3 在彗星中探测到的分子

双原子	CH	CH ⁺	C ₂	CN	CN ⁺	CO	CO ⁺	CS
	NH	N ₂ ⁺	OH	OH ⁺	S ₂			
三原子	HCN	H ₂ S	NH ₂	C ₃	CO ₂ ⁺	H ₂ O	H ₂ O ⁺	
四原子	H ₂ CO	NH ₃						
五原子	CH ₄	C ₃ O ₂						
六原子	CH ₃ CN	CH ₃ OH						

这里还应提到的是：1973 年以来在红外观测中发现宇宙中有一种广泛存在的未知谱线，其波长 $\lambda = 3.28, 6.2, 7.7, 8.7$ 和 $11.3\mu\text{m}$ 。近年来证认它是由附着在宇宙尘埃表面的多环芳香族碳氢化合物（英文名是：Polycyclic aromatic hydrocarbons）简称为 PAHs 引起的。有人称 PAH 为大“分子”或小颗粒。PAHs 在星际环境中比较广的分布。研究它的成因也是红外天文学家十分感兴趣的问题。

最后要谈到的是，无论是星际分子、拱星分子还是彗星分子，同一种分子一般都具有不止一条的谱线。每种分子还有各种同位素，它们的谱线频率稍有不同。这样，到目前为止，我们已经在星际空间探测到了几千条分子谱线。天文分子谱线的证认是多种学科，如量子化学、实验室波谱学和天文环境的配合论证结果。现代望远镜还常用宽带的谱线接收机在各个频段上同时进行搜索。如表 1 中列出的分子有 25% 就是通过这种大范围的频率扫描来获得的。有些谱线是在扫描时意外发现的。有的则至今未证认，我们称它为 U 谱线（unidentified spectral line）。近年来分子天体物理学上的大范围频率扫描主要有：

对 TMC1 的 $22 \sim 24\text{GHz}$ 和 $36 \sim 50\text{GHz}$ (Kaifu, et al. 1987)

对 SgrB2 的 $74 \sim 145\text{GHz}$ (Cummins, et al. 1986)

$330 \sim 355\text{GHz}$ (Sutton, et al. 1990)

对 Orion 的 $72 \sim 91\text{GHz}$ (Johansson et al. 1984)

$215 \sim 265\text{GHz}$ (Sutton et al. 1985, Black et al. 1986)

$330 \sim 360\text{GHz}$ (Jewell et al. 1990)

对 IRC10216 的 $80 \sim 116\text{GHz}$, $130 \sim 174\text{GHz}$

(Lucas and Guélin, 1990) 等扫描。

在这几千条分子谱线中属于射电波段上的谱线比例最大。其中又以毫米波为主。这是因为：(1) 在大多数分子源中占支配地位的

物理条件都是极低温、极低密的。因此只能激发较低能量的分子转动能级或者分子中的精细结构和超精细结构能级。(2) 由于观测设备的灵敏度和大气条件的限制。随着红外、亚毫米 (Sub-mm) 谱线技术和空间技术的发展, 近十年又发现了不少非射电波段的分子谱线, 它们往往相应于分子的振动跃迁和电子态跃迁。当然它们和上述的射电谱线发射区常有十分不同的物理条件 (参看图 11.1)。表 4 列出了在紫外、红外和亚毫米波段上探测到的分子。近年来对星际或拱星分子谱线的搜寻由毫米波扩展到亚毫米波 (如上面提到的 330~360GHz 的扫描) 具有特别意义。(1) 可以提供同一种分子多条跃迁 (特别是高量子态跃迁) 的数据资料, 以便对分子的丰度和激发条件进行具体的分析。(2) 可以列出一个 U 谱线的表, 再结合低频段的搜寻将有助于天文分子谱线的证认。

在已发现和证认的几千条谱线中, 有一部分谱线具有超强的和窄的谱线特征, 一般大多认为他们是由受激辐射放大机制引起。从目前已证认的谱线看, 它们几乎都是分布在厘米波毫米波或亚毫米波范围, 故称其为“脉泽”。70 年代发现的脉泽分子主要有 4 种, 即 OH, H_2O , SiO, CH_3OH 。80 年代后又发现了许多新的脉泽分子和脉泽谱线, 如 H_2CO , HCN, NH_3 以及同位素脉泽 ^{29}SiO , ^{30}SiO 和 H^{13}CN 等。其中谱线最丰富的分子是 CH_3OH 和 NH_3 , 例如在 834MHz~350GHz 频段内就发现了近 200 条 CH_3OH 分子的谱线, 其中 20 多条谱线具有脉泽发射性质, 并与恒星形成区密切相关。人们预期不久 CH_3OH 和 NH_3 脉泽将与 3 种“经典”脉泽, H_2O , OH 和 SiO 脉泽具有同等重要的地位。由于脉泽是天空中最高亮温度和最小尺度 (单个源斑的最小尺度只有一个天文单位) 的一种非恒星源, 因此天体脉泽成为研究银河系和近邻星系小尺度环境物理和动力学条件的最好工具, 也是 VLBI 特别是 90 年代将迅速发展的空间 VLBI 的自然目标^[3]。

最后, 应该提到的是, 1973 年第一次在河外星系 NGC253 和

M82 中发现了星际分子 OH. 在这以后几乎所有在银河系中具有强发射或吸收谱线的品种都在其它星系中探测到了. 其中最易观测到的分子谱线仍然是 CO 分子的 $J=1-0$ 和 $2-1$ 的转动跃迁. 观测到的河外分子还有 H_2 , CH, CS, HCN, NH_3 和 H_2CO 等. 主要的河外分子巡天是由 FCRAO (五大学射电天文台) 的一个小组进行的. 他们已经得到大约 300 个星系的分子气体质量分布. 近年来在各类星系中 CO 分子巡天的详细结果见表 5^[9]. 同河外分子一样, 在河外星系中还观测到了强的脉泽. 在活动星系核方向已经观测到 50 多个超强的 OH 脉泽, 它们同时还具有极强的远红外辐射. 如 1982 年在河外 IC4553 发现的 OH 脉泽的辐射强度是银河系最强 OH 源——W3 (OH) 的 100 万倍, 故人们称其为超脉泽 (megameser). OH 的河外超脉泽示踪了一种新类型的活动星系核, OH 谱线的红移从 18cm 增加到了 21cm, 最亮的 OH 超脉泽原则上是在更大的红移上发现, 因此它意味着有一天人们将有可能在河外找到更强的脉泽, 即所谓巨脉泽 (gigamasers). H_2O 分子的河外超强脉泽也观测到了. 最突出的是 NGC3079, 其脉泽光度竟高达 $960L_{\odot}$! (银河系最强脉泽光度 $< 1L_{\odot}$) 包括河外超脉泽在内, 河外星系分子谱线的研究对于探讨河外星系中恒星形成的活动过程、星系的结构、动力学现象以及无论是小尺度还是大尺度上星系的演化都有重要的意义.

表 4 在紫外、红外和亚毫米波段上探测到的分子

化学式	观测波段	跃迁类型	观测到的天区
H ₂	UV	电子态	I, I, III, IV, V, VI
	IR	转-振	✓ ✓ ✓ ✓ ✓ ✓
CO	UV	电子态	
	IR	转动, 转-振	✓ ✓ ✓ ✓ ✓ ✓
	Radio/mm, sub-mm	转动	
CH	Optical	电子态	
	IR	转动	✓ ✓ ✓ ✓ ✓
	Radio/cm	Λ -双重态	

续表

化学式	观测波段	跃迁类型	观测到的天区					
			I, II, IV, V, VI, VII					
OH	UV	电子态						
	IR	转动	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	Radio/cm	Δ -双重态						
CH ⁺	Optical	电子态	✓	✓				
C ₂	Optical	电子态	✓	✓			✓	
CN	Optical	电子态	✓	✓	✓	✓	✓	
	Radio/mm	转动						
CS	IR	转-振		✓	✓	✓	✓	✓
	Radio/mm	转动						
SiO	IR	转-振				✓	✓	
	Radio/mm	转动				✓	✓	
HCl	Sub-mm	转动		✓				
H ₂ D ⁺	Sub-mm	转动		✓				
NH ₃	IR	转动		✓	✓	✓	✓	✓
	Radio/mm, cm	反演		✓	✓	✓	✓	✓
HCCH	IR	转-振					✓	
CH ₄	IR	转-振					✓	
SiH ₄	IR	转-振					✓	
C ₂ H ₄	IR	转-振					✓	
HCN	Radio/mm, sub-mm	转动		✓	✓	✓	✓	✓
	IR	转-振						
H ₂ O	Radio/mm, sub-mm, cm	转动				✓	✓	✓
HCO ⁺	Radio/mm, sub-mm	转动		✓	✓	✓	✓	✓
SO ₂	Radio/mm, sub-mm	转动	✓	✓		✓		
CH ₃ OH	cm, mm, Sub-mm	转动	✓			✓	✓	
HCOOCH ₃	mm, Sub-mm	转动	✓			✓		
H ₂ CS	mm, Sub-mm	转动	✓			✓		

(注: 表 4 中 I: 弥散星云, II: 包层, III: 暗云核, IV: 巨分子核, V: 拱星包层, VI: 河外星系)

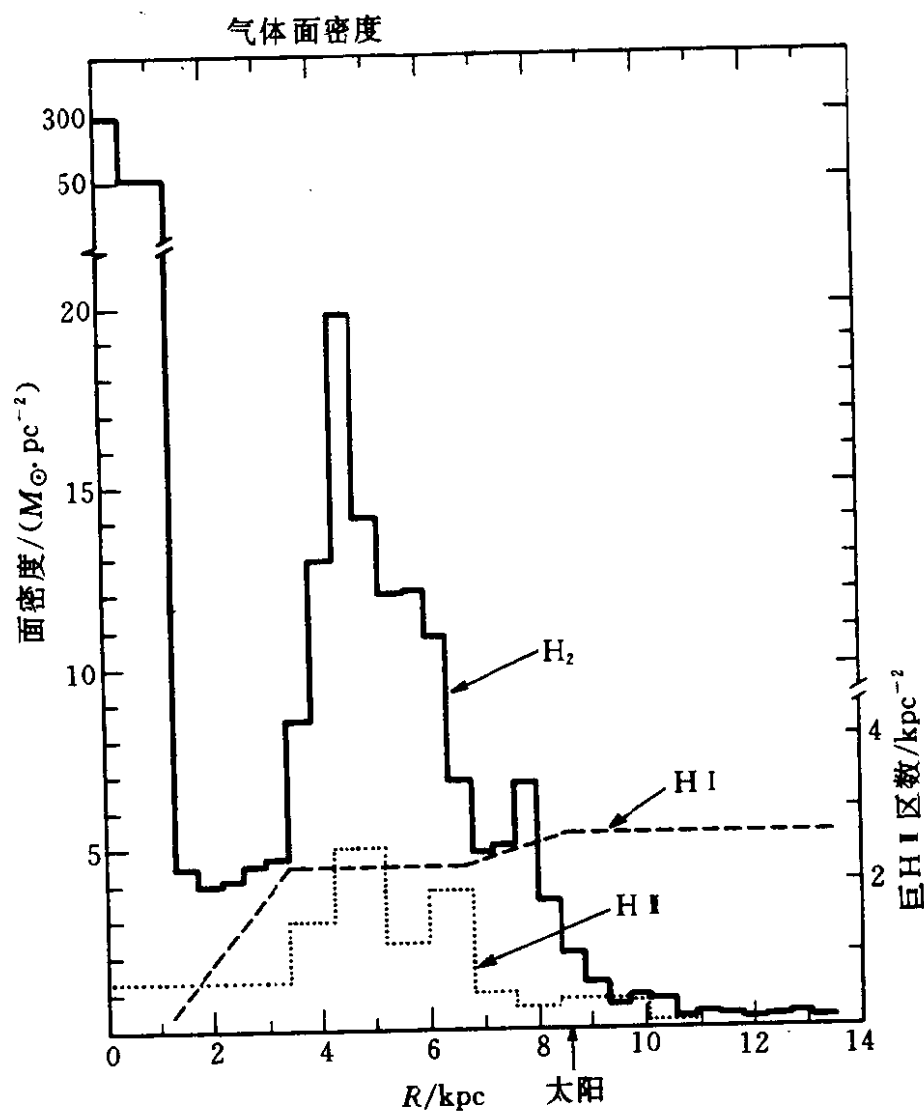


图 11.2 银盘内各种气体 (H_2 , HI , $H\ I$) 表面密度分布比较

2. 分子天文学的主要研究课题、进展与发展趋势

2.1 分子云的大尺度分布

——银河系、星系结构和演化研究的新结果

我们知道，由于 CO 分子是通过与 H_2 分子的碰撞来激发的，而 H_2 又难以直接观测到，因此通常我们是以 CO 分子为探针来测量分子介质（主要是 H_2 ）在银河系和星系中分布的。这个工作的目的是全面地得到分子云的各种参量包括质量、速度、以及云大

表 5 在星系中 CO 分子的巡天结果

星 系 类 型	样 本 数	探 测 数	望 远 镜	参 考 文 献
Ellipticals	1	1	IRAM	Huchtmeier et al. (1988)
IR Bright				
Centers	20	10	FCRAO	Young et al. (1984)
Maps	14	14	FCRAO	Young et al. (1986a)
High Luminosity	15	15	FCRAO	Sanders et al. (1986)
High Luminosity	3	3	OVRO	Sanders et al. (1988)
Ultra-high Lum.	5	4	SEST	Mirabel et al. (1988b)
High Luminosity	4	1	OVRO	Scoville et al. (1989)
Global Properties	124	108	FCRAO	Young et al. (1989)
Irregulars				
Magellanic	6	1	NRAO	Elmegreen et al. (1980)
Star-forming	1	1	FCRAO	Young et al. (1984)
Star-forming	3	3	FCRAO	Tacconi and Young (1985)
Dwarf Irr's	15	6	FCRAO	Tacconi and Young (1987)
Blue Compact	12	0	IRAM	Arnault et al. (1988)
Galaxies				
Isolated and				
Interacting				
Maps	26	26	FCRAO	Young et al. (1986b)
Maps	93	90	FCRAO/NRAO	Solomon and Sage (1988)
Radio Bright	21	20	FCRAO/NRAO	Sanders and Mirabel (1985)

续表

星 系 类 型	样本数	探测数	望 远 镜	参 考 文 献
Seyferts	9	2	NRAO/BTL	Bieging et al. (1981)
	9	0	NRAO	Wilson et al. (1979)
	43	18	NRAO	Heckman et al. (1989)
SO's				
Centers	11	5	NRAO	Sage and Wrobel(1989)
SO-Sa	20	11	FCRAO	Thronson et al. (1989)
Spirals				
Early Types	24	22	OSO, SEST, IRAM	Wiklind and Henkel(1989)
Gas-Rich	29	5	NRAO	Rickard et al. (1977)
Nearby	81	5	NRAO	Rowan-Robinson et al. (1980)
Range of...				
Arm Types	29	20	BTL	Stark et al. (1987)
Hubble Types	19	6	BTL	Verter(1983,87,88)
SAB Galaxies	23	5	NRAO	Elmegreen & Elmegreen(1982)
Sc's	9	9	FCRAO	Young and Scoville(1982)
Starbursts	42	9	FCRAO	Jackson et al. (1989)
Virgo Cluster				
Centers	25	18	FCRAO	Young et al. (1985)
Major Axis Maps	42	34	FCRAO	Kenney and Young(1986,88,89)
Total CO	47	25	BTL	Stark et al. (1986)

星 系 类 型	样 本 数	探 测 数	望 远 镜	参 考 文 献
¹³ CO Observations				
Centers	8	5	BTL	Encrenaz et al. (1979)
Disks	6	6	NRAO	Rickard and Blitz(1985)
Disks	6	6	FCRAO	Young and Sanders(1986)

第 4 列注：

BTL= Bell Telephone Laboratories	NRAO = National Radio Astronomy Observatory
CSO= Caltech Sub-mm Observatory	OSO= Onsala Space Observatory
FCRAO= Five College Radio Astronomy Observatory	NRO= Nobeyama Radio Observatory
	OVRO= Owens Valley Radio Observatory
IRAM= Inst. Radio Astronomy Millimetrique	

小的系统分布。它与分子云的寿命、恒星形成以及银河系和星系的构造有密切关系。特别是在星系范围尺度上对分子云分布性质的研究将提供对一个大尺度过程的理解，而这个过程作为星系类型、光度和环境的函数将支配着星系中恒星的形成与星系的演化。

(1) 在银河系方面的研究：

早在1973年起世界上就有好几个天文组采用不同的天线，不同的波束宽度、不同的波束间隔相继对银河系中CO分子的大尺度分布作了系统地观测。最近几年又有了更广泛的深入观测和进展。著名的银河系CO巡天有：Massachusetts Stony 巡天；Columbia-Cerro Tololo 巡天以及Bell 实验室巡天。这些巡天结果证明：分子 H_2 在银心附近有很强的分布。80~90%的 H_2 质量则集中在银河系太阳圈内，特别是在4~8kpc的“分子环”区域内。分子云在银河外部同样也是有分布的。其总质量大约为 $3 \times 10^8 M_\odot$ ，与2~10kpc内 H_2 和He总质量相比大约差1个量级。在银河系中分子的分布与中性氢(HI)的分布相差很远，但与H II区分布比较接近（见图11.2）。银河系分子盘的厚度在 $R=3kpc$ （离银心）处大约是50pc，到 $R=10\sim 12kpc$ 时升到150~200pc。中性氢的标高则是CO的2倍^[10]。

(2) 在河外星系方面的研究

近十年来对河外星系中分子云的大尺度分布和各种统计特性的研究基本上是根据200多个星系的巡天资料作出的。（参照本文表5）作为一个例子，图11.3给出了6个Sc星系（实线）的CO径向分布。虚线表示的是银河系的径向分布。可以看出二者有很大的区别。在星系中心，分子的分布最强，然后随半径逐渐下降，并且没有像银河系那样在1~4kpc之间出现分子气体分布的陡降，但和银河系一样， H_2 的径向分布与HI相差很大，后者相对平坦。以NGC6946为例， H_2 对HI的表面密度比率就从中心处的30下降到 $R=10kpc$ 处的1左右。对类型不同的星系此比率也是不同的。以旋涡星系为例，从S0/Sa到Sd/Sm型，分子气体对原子

气体的质量比率大约下降了 20 倍. 近年来星系红外光度 L_{IR} 或 H_α 的测量提供了计算恒星形成效率 (SFE) 的手段. 如根据星系的 $L_{\text{IR}}/M(\text{H}_2)$ (后者由分子谱线测量求出) 估算出每单位分子质量的恒星生成率是与星系的类型无关的.

(3) 银河系、星系结构的新结果

银河系天文学长期以来没有圆满解决的问题之一就是银河系结构. 在银河系中, 亮星和 H II 区有明显的旋涡分布结构, 然而作为星际介质的最主要质量成份的分子云是否能示踪旋臂结构, 以及旋臂分子云和旋臂间分子云有什么不同特点和性质是一些尚未解决的问题. 它对于理解分子云的起源与演化以及恒星形成机制都有十分重要意义. 近十年来分子云的大规模巡天为这一问题的突破提供了大量的观测依据. 如 Massachusetts-Stony Brook 的巡天揭示较热的分子云 ($>10\text{K}$) 主要分布在旋臂上, 相反, 较冷的云 ($<10\text{K}$) 却具有一个相当均匀的盘分布. 许多其它作者的工作也表明 H II 区是明显地和较热的、大的甚至巨 CO 分子云成协. Scoville 等得到 H II 区的数密度与局部的 H_2 分子的平均密度呈二次方关系, 即 $n_{\text{H II}} \propto \langle n_{\text{H}_2} \rangle^{1.91 \pm 0.16}$. 它可能支持了大质量 OB 星是由于在旋臂上云-云碰撞结果所形成的^[10]. 由 Clemens 等得到的银河系第一象限内的 H_2 分布相对旋臂结构讲更象环状分布, 得到的 CO 发射在旋臂和臂间区的平均对比度大约为 3.6/1. 在 Columbia-Cerro Tololo 巡天中, 由于天线分辨率较低 ($8'$ 的波束宽度), 因此主要突出了大质量云或者云复合体的搜寻, 他们得到的旋臂和臂间的对比度就较高. 如在 Cerro-Tololo 资料中处于外银河的船底座臂就集中了大量大质量的分子云, 其臂-臂间的对比度在 $l=270^\circ \sim 300^\circ$ 范围内竟高达 13/1. 和 Columbia 巡天正好相反. Bell 实验室的巡天主要集中在对小质量分子云的搜寻. 他们观测到的大量低质量分子云遍布在 GMSs (巨分子云) 应该出现的旋臂和很少有 GMCs 的臂间区.

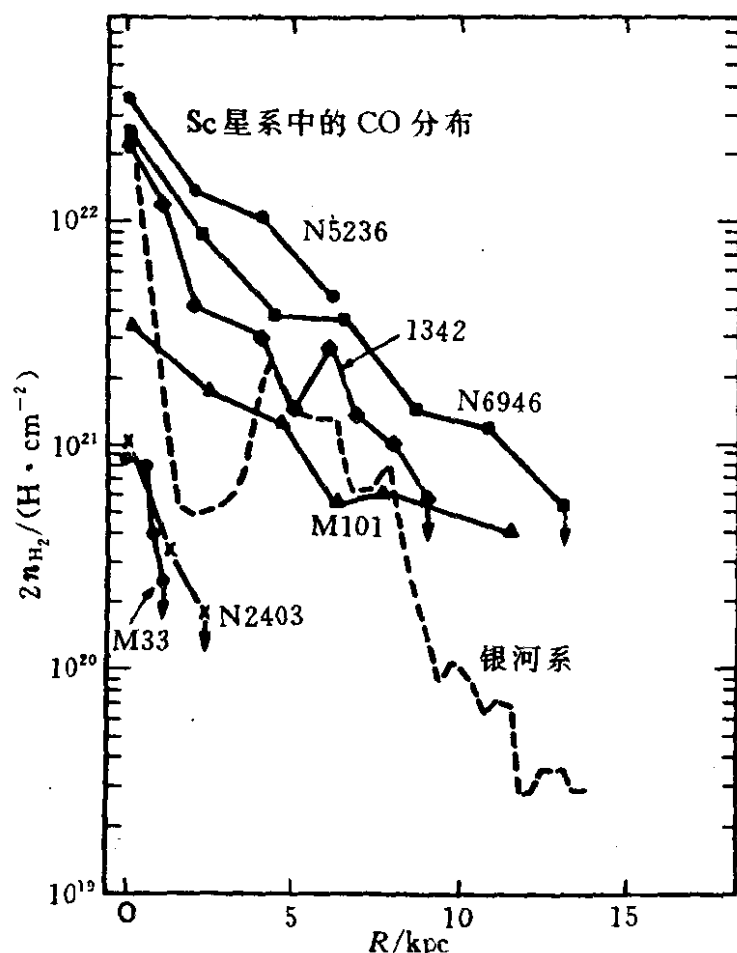


图 11.3 6 个 Sc 星系中 CO 径向分布及其与银河系分布的比较

在高分辨率的河外星系 CO 的成图观测中也清楚地看到了分子云在旋臂间区的大量存在. 最近的高分辨率的研究已经证实在星系中约 75% 的分子发射不是限制在旋臂上的. 最典型的例子是河外星系 M51, 在 M51 中臂间区的 CO 发射强度大约是旋臂上强度的 50%. 最近的高分辨率观测也表明: M51 中的分子云散布在臂和臂间区, 其臂-臂间对比度约 (3~5) / 1. 现在的问题是: 如果形成恒星的材料 (分子云) 在星系中确实分布得相对平滑, 那么为什么在星系中由 21cmHI 和光学及射电 H II 区拟合出的旋臂却如此明显呢? 这个问题的回答显然涉及到在旋涡星系旋臂上恒星形成的效率. 此外与银河系情况类似, 在星系中也是较热的分子云 (主要地或者唯一地) 存在在旋臂上, 在星系中观测到的速

度位移支持了巨分子云旋臂是已经存在的云通过密度波的轨道聚集作用而形成的。臂前和臂后速度的空间重迭意味着激烈的云-云碰撞的存在。

综上所述,通过对 CO 分子云的系统观测,目前对 CO 旋臂和臂间对比度以及旋臂云和臂间云的各自性质开始有了一定了解,但离彻底搞清这个问题仍有相当距离,还有待进一步的高灵敏度和高分辨率的观测。此外这个问题的全面解决还涉及到分子云形成与演化模型,与分子云的寿命和质量谱也有关。

2.2 分子云与恒星形成 (详细讨论见第 3 节)

恒星是宇宙的基本天体,理解它的起源与早期演化是天体物理学最有兴趣的重要课题。20 多年来毫米波、亚毫米波和红外天文技术的发展为从理论上解决这一问题提供了有力的实测手段。已知,绝大多数恒星形成于具有一定条件的分子云,因而探索恒星形成直接与星际介质的演化和分子云的形成、发展与演变有关。后者又涉及分子云的动力学、运动学、能量传输与平衡以及热力学和化学演化等一系列基本理论问题。研究分子云与恒星形成关系是分子天文学的重要任务。此外,从恒星形成的整个过程看,有许多活动现象是与分子和分子云密切关联的。如近 15 年来在原恒星或主序前星附近不断观测到的分子外向流和具有高速的特征的脉泽源,特别是近几年发现的极端高速 (EHV) 中性星风和 CO 气体都有力地证明了,在恒星演化早期,大多数星将经历一个高能量的物质喷发阶段。然而,在同时存在物质的吸积和外向流情况下,恒星究竟如何从分子云中形成是一个富有挑战性的问题。我们将在第 3 节中详细介绍近十年来这一领域的主要研究进展和热点问题。

2.3 拱星包层的分子发射与恒星演化晚期阶段

恒星演化晚期阶段在这里主要是指渐近巨星分支星 (AGB) 和行星状星云 (PN)。近十年来由于红外天文 (特别是红外天文卫星——IRAS 的上天) 和拱星分子研究的发展,使我们对恒星演化

晚期阶段的认识有了很大改观^[11]。在这些晚期演化星的拱星包层中已经观测到了 50 多种分子（详见表 2）。它们大多分布在 AGB 星的富碳星包层中^[12]。在富氧星包层中观测到的分子主要是含有氧元素的分子，如 OH, H₂O, SiO, CO, SO, HCO⁻ 等，从 HC₃N 到 HC₁₁N 的长链分子以及由 C, H 和 C, S 构成的自由基分子只在富碳星的包层中探测到。探测到最多分子的富碳星是 IRC + 10216，在该星中至少发现有 36 种分子在射电波长上有谱线发射^[13]。在这些拱星分子中最重要的莫过于 CO 到 OH 分子。CO, OH 等分子的发射强度和线宽与其中心星——富碳或富氧红巨星的质量抛射率密切相关，因此利用这些谱线可以追踪恒星沿红巨星 AGB 分支的演化。目前进一步的研究将试图说明是否不同种类（甚至同一种类不同跃迁谱线）分子的出现是恒星演化不阶段的反映。如是这样，我们将可对 AGB 和过 AGB 星设计出一个各种各样分子出现和消失的年代表。而同一种分子（如 OH）的不同跃迁谱线（主线与辅线）由于要求的激发条件不同也可以提供中心星演化的重要信息。第一个进行这一调查的是 Lewis，他研究了 SiO, H₂O 和 OH 脉泽的特性，指出 SiO 脉泽的探测率与“色”无关，也就是说基本上所有具有富氧包层的 AGB 星都有 SiO 脉泽发射^[14,15]。与此相反，H₂O 和 OH 发射很少在最蓝的 AGB 星中探测到，这些星具有较低的质量抛射率。但 H₂O 脉泽可以出现在比 OH 主线脉泽偏蓝的星中。最后，OH-1 612MHz 辅线脉泽将出现在偏红的 AGB 星包层中，此时 H₂O 和 OH 主线脉泽将消失^[15]。接着的一个问题是如何区分富氧星和富碳星。根据上面的分析，SiO 脉泽可以作为富氧星的最佳指示器，而最近探测到的 HCN 脉泽则可以作为一个富碳星的可靠探针，这样利用 SiO/HCN 强度比可以在富氧和富碳拱星包层间进行判别^[16]。

拱星分子（包括脉泽）研究的另一个重要方面是确定晚期演化星包层的密度结构和运动学结构。例如在中心星附近小于 10¹⁴ cm 的范围内，由于大气的对流、湍动以及恒星脉动引起的激波的

作用使得气体运动极其复杂, 密度分布无序, 磁场作用明显. 利用 SiO 脉泽变化多端的复杂谱形可以来研究这一区域的特征. 在恒星外约 $10^{14} \sim 10^{15} \text{cm}$ 区域, 根据 H_2O 和 OH 主线观测得知, 星周包层具有团块性的密度结构和轴对称性的物质的分布以及粗略的各向同性的速度场. 当尺度大到 10^{16}cm 后, 气体的膨胀速度达到一个大致恒定的数值. OH-1 612MHz 的双峰频谱是研究这一区域的最好探针. 此时, 拱星包层的轴对称结构不再明显. 造成这一特征的原因尚不很清楚. Bowers 最近系统计算了拱星包层运动学 (包括转动) 以及非球形密度分布对脉泽发射形状和空间结构的影响^[17]. 分子谱线发射也是确定拱星包层气尘比的重要手段. 当然这也是拱星化学的重要课题, 其中不少问题 (如元素丰度和同位素比率) 正有待解决.

拱星包层分子研究的重要意义还在于它揭示了 AGB 星与其演化后代——行星状星云间的密切连系, 许多观测表明, 行星状星云是由高度演化的 AGB 星在一个非常短的时标 (约 10^4 年) 内形成的. 因此人们认为即使不是全部, 在很多的行星状星云系统中应该留下大量中性的甚至分子物质, 也就是说有必要重新认识行星状星云. Mufson 等第一次在年青行星状星云 NGC7027 中探测到了 CO 分子^[18]. 它表明与星云成协中性气体的存在. 以后 Zuckerman 和 Lo 等人又在 CRL2688 (一个 Post-AGB) 中发现了 CO, CS, HCN, HC_3N 等分子. 第一个 OH 脉泽是在年青 PN-Vy2-2 中探测到的^[19]. 初始时在 PN 和 Pre-PN 中搜寻分子的工作进展甚慢, 到 1984 年为止, 只在 7 个这类源中探测到 CO, 而唯一的一个与年青 PN 成协的 OH 记录也一直保持到 1987 年. 1987 年孙和 Kwok 计算了当 AGB 星质量抛射停止后, OH 脉泽发射将可持续约 100~1 500 年. 这就意味着有可能在一批 Post-AGB 和年青的 PN 中探测到 OH 发射^[20]. 最近 5 年这一领域有了迅速的进展, 今天至少在 40 个 PN, 45 个 Post-AGB 中观测到了 OH 和 CO 分子^[16]. 近年来, 胡和 Slijkhuis 等人又对 62 个红外选择的原行星状

星云 (PPN) 候选样本进行了 OH 和 CO 分子的搜寻, 结果表明, 在这 62 个源中, 16 个具有 OH-1612MHz 脉泽发射, 15 个具有 CO (2~1) 发射. (其中一部分结果与前人得到的一致) 这些分子的观测与研究对探求恒星从 AGB 到 PN 的演化规律以及 PPN 和 PN 中快速星风与 AGB 星包层遗迹慢风间的相互作用均有重要的意义. 近年来, 该领域的另一重要进展是对 PPN 以及 PN 中的分子谱线发射进行高分辨率的成图观测. 这些观测表明, 在 PPN 和 PN 阶段, 拱星包层的轴对称结构具有更支配地位. 许多 Post-AGB 天体呈现出圆环形的分子辐射区, 并在其极轴方向有高速的外向流, 团块性的密度结构也常常在 AGB 星的包层遗迹中观测到. 研究 PN 和 PN 前天体拱星包层物理结构的起因将是今后这一领域的热门课题.

2.4 天体脉泽的研究

自 1965 后第一次发现星际 OH 的强发射, 1966 年被证认为天体脉泽以来, 近 30 年过去了, 在这期间天体脉泽的观测与理论研究得到了迅速的发展. 天体脉泽已经成为天体物理学中一个重要的研究分支, 一个极其吸引人的研究领域^[21, 22, 23, 8]. 到目前为止, 在恒星形成区和晚期演化星包层中已观测到 2 000 多个脉泽源, 它们主要是由 OH, H₂O, SiO 和 CH₃OH 四种分子的激射辐射引起的. 在第一节中我们还介绍了 80 年代后新发现的脉泽分子和河外超脉泽. “脉泽”作为一种极端的非平衡现象提供了我们研究一些特殊物理条件, 特别是分子云或拱星分子包层致密部分的敏感手段. 理论上包括脉泽发射的能源, 激发条件, 与磁场、一般分子云、分子云外向流以及恒星形成的关系. 天体脉泽还可提供地面上所不具备的实验室. 如它不需要像地面脉泽那样的谐振腔装置. 也不用考虑对场模的选择. 还可在很宽的频带上实现反转. 研究这些独特性质的成因. 并与实验室脉泽进行比较是一件很有意义的事. 此外大多数脉泽具有成团的性质, 单个源斑的最小尺度只有 1AU (约 10^{13} cm). 因此它是研究小尺度物理环境和动力学条

件的最好工具. 也为研究星际散射, 测量源间距离创造了有利条件. 由于天体脉泽不是与恒星形成区成协就是与晚期演化星成协, 因此它是研究恒星演化两个关键阶段——早期与晚期的有力手段. 目前研究证明, 脉泽是大、中质量星正在形成的一个标志. 也是恒星濒临死亡的指示器. 与恒星形成区成协的脉泽, 一般都处在 H II 区的附近, 又被称作“星际脉泽”. 它们处于正在形成恒星的高凝聚材料中. 与各类晚期演化星成协的脉泽源有的处于湍动的光球附近 (如 SiO) 有的则处于膨胀的恒星尘壳中, 总之它们是来自于重新回到星际的恒星物质. 故又叫“恒星脉泽”. 还有一类脉泽是在彗星与行星大气中看到的.

一个脉泽能够运转的基本条件是: (1) 脉泽跃迁能级间粒子数反转. (2) 存在一个与脉泽气体处于非热平衡下的热源 (同时也要考虑一个冷源). (3) 足够高的脉泽分子丰度. (4) 沿脉泽柱足够的速度相干性 (或者相干柱密度). (5) 合适的气体密度, 即既有利于碰撞抽运, 又不致引起脉泽能级布居热化. 对于 H_2O 和 CH_3OH 要求 $n_{\text{H}_2} < 10^{11} \text{cm}^{-3}$, 对于 OH 要求 $n_{\text{H}_2} < 10^9 \text{cm}^{-3}$. 总之一一个实际脉泽循环的建立, 涉及大量分子能级布居的计算和物理环境的建立. 需要确定每一个跃迁上的爱因斯坦辐射跃迁概率 A 和碰撞跃迁概率 C . 其中 C 的确定尤其是一个棘手的问题. 无怪乎 Cook (1978) 曾说: “过去的天文观测曾经推动原子物理学的发展, 现在天体脉泽的观测正在推动着新的分子物理学的发展.”

脉泽辐射具有的异常高的亮温 (约 $10^8 \sim 10^{15} \text{K}$), 强的偏振, 敏感的时变特性等都是用通常热发射理论无法解释的. 特别是强星际脉泽的抽运机制是长期以来脉泽研究领域中最富有挑战性的问题. 随着脉泽理论的发展, 关于 H_2O 和 OH 脉泽的许多抽运方案已经提了出来^[24] (注: 星际 SiO 脉泽只在 Orion, W51 和 SgrB₂ 等少数区域中探测到, 因此不是研究重点; 对于 CH_3OH 和 NH_3 脉泽则至今尚缺很好的理论研究). 最主要的抽运机制是辐射抽运和碰撞抽运两种. Strel'nitskij^[24] 曾对星际 H_2O 脉泽的各种抽运模型

作过一个完整的说明，但是这些模型都有一个共同缺点就是它们的抽运能力还没有强到使脉泽光子发射率达到与观测相符合的程度。此外，一直到1990年，观测到的 H_2O 脉泽都是来自转动能级 6_{16} 至 5_{23} 频率为22GHz的跃迁。近两年又证认了几个新的 H_2O 脉泽跃迁，它们是 $10_{29} \sim 9_{36}$ ， $\nu = 321\text{GHz}$ ， $3_{13} \sim 2_{20}$ ， $\nu = 183\text{GHz}$ 以及 $5_{15} \sim 4_{22}$ ， $\nu = 325\text{GHz}$ 的跃迁^[25]。这些新的脉泽如 H_2O 的321GHz跃迁是来自高于基态，等效激发温度为1860K的能级，因此对它们的激发将要求一个更热的物理环境。对于 H_2O 脉泽，由于在多种潜在的抽运波长上（无论是紫外还是红外）观测到的光子数总是少于脉泽的光子数，因此辐射抽运几乎是不可能的。而与 H_2 分子的碰撞抽运却有可能反转22GHz跃迁和新发现的三种跃迁^[25]。Kalafis认为，碰撞抽运可以解释中等和低功率的 H_2O 源，但无法解释非常强 H_2O 脉泽（如W49和W51）的激发。原因是激发强脉泽所要求的密度太高以致引起分子的热化^[23]。为了克服这一困难，Strelnitskij首先提出，如果 H_2O 分子与两种不同温度的粒子（ H_2 和电子）碰撞则有可能克服以前模型的缺点^[24]，但这种环境只可能在MHD激波的前沿区中存在。最近由于新计算出的碰撞速率与旧的不同，上述的模型需要暂时放弃。Anderson和Watson已经证明用新的速率系数反转不能发生^[26]。有人试图用非常长柱形的脉泽模型来解决抽运的困难^[27]，但是很难想像在恒星形成区存在如此长和窄的脉泽结构。关于星际OH脉泽的抽运有与 H_2O 脉泽类似的问题。OH分子的微波受激发射谱线在分子天文学研究中有重要地位，除了亮温高外，由于具有强的偏振是测定星际磁场重要工具。最强的OH脉泽跃迁发生在OH分子电子基态 $^2\Pi_{3/2}$ 的 Λ 双重性能级的超精细结构间，即大家熟知的OH主线1665/1667脉泽和辅线1720和1612MHz脉泽（ $\lambda = 18\text{cm}$ ）。最近的探测表明，OH分子的微波谱线（不全是脉泽）已经在OH的激发温度高达500K的全部 $^2\Pi_{3/2}$ ， $^2\Pi_{1/2}$ 序列的转动能级上观测到了（如在W3（OH）源中）^[23]。目前的研究认为，基态OH

的脉泽不可能仅由碰撞抽运来达到. 有人提出 $\lambda=18\text{cm}$ 的 OH 脉泽可以由 H_2O 分子的光解来实现, 但是这一机制要求 H_2O 分子的再生成速率大于碰撞的速率. 这在实际上是不可能的. 最近 Cesaroni 和 Walmsley 所做的计算中考虑了碰撞、红外辐射与谱线重叠在 OH 脉泽激发中的综合效应. 他们的结论是如果在远红外辐射场与谱线重叠间有一个最适宜的配合, 就可以定性地再产生几乎全部的在 W3 (OH) 中观测到的 OH 特征^[28]. 不过总的来说至今对强脉泽, 包括河外超脉泽尚缺乏完美的理论模型和详细的定量计算. 但是可以相信, 这种伴随着巨大能量发射的现象是与恒星演化早、晚期中剧烈的能量交换过程密切有关的. 强烈的脉泽发射正是星际分子在这种能量交换中发挥作用的结果. 有关天体脉泽的进一步工作, 在观测上需要更多诸如 VLBA 的高分辨力的脉泽成图观测, 在理论上则需要更系统的研究, 从而完整地理解碰撞、辐射、谱线重叠在脉泽抽运中的作用.

2.5 与宇宙化学有关的课题——天体化学的重大发展

40 多年前除了在彗星、行星和落到地球上的陨石中发现过分子外, 天体化学家对太阳系以外的化合物所知甚少. 那时的宇宙化学是通过原子光谱来研究的. 大量天文分子的发现, 使人们确信, 不仅简单分子就是比较复杂的有机分子也可在地球外一些极低温、极低密的冷介质中生存. 因此如何解释在这样特殊的条件下, 星际分子形成的化学过程是一个难以解决的问题. 在星际空间中, 还有另一种特殊条件的区域, 它们有高的温度 ($T > 1000\text{K}$) 和密度 (n_{H_2} 为 $10^7 \sim 10^{11}\text{cm}^{-3}$), 来自这些区域的分子谱线通常展示出宽的线翼或者高的激发温度. 典型的如在外向流分子云中观测到的 CO 谱线以及振动激发 H_2 的 $2\mu\text{m}$ 谱线. 在一些弥漫云中, 观测到高的 CH^+ 的柱密度. 都表明在这些区域中有激波在传播. 那么当激波在星际介质中传播时, 将有什么化学过程发生呢? 这是天体化学研究中的一个新课题. 目前已在许多巨分子云和弥漫云中证实了激波气体的存在. 过激波特征也在 HCO^+ ,

HCN, CS 以及等 SiO 许多分子谱线中观测到. 由此可见, 天文分子存在于条件极端悬殊的各种环境中, 这意味着它们的化学也是高度复杂的. 在天体物理上目前将天体化学分成四大类或称四种基本的星际化学, 它们是:

- (1) 发生在尘埃颗粒表面上的化学.
- (2) 围绕离子-分子气相反应的化学.
- (3) 拱星壳层和晚型星大气中的化学.
- (4) 由激波波前激发的化学.

在所有类型的分子云中, 如弥漫云、云包层、巨分子云、暗分子核等, 离子-分子化学是大多数种类分子形成的最主要机制. 然而近十几年来, 在分子气体中激波的明显存在导致了“激波化学”的迅速发展, 从而越来越显示激波对分子和分子谱线形成的重要作用. 基本思想是认为激波对气体的加热将迅速克服化学反应中的活化能势垒. 从而产生在低温下无法进行的一些活化能势垒高的吸热反应. 如 $C^+ + H_2 \rightarrow CH^+ + H$, $S^+ + H_2 \rightarrow SH^+ + H$ 等反应^[29]. 特别应当提到的是, 激波化学中, 中性-中性反应可能起一个重要的作用. 典型的例子与氧化学有关. 如在低温下, O 不能与 H_2 反应, 而是通过 O^+ 和 H_2 反应来形成 OH 和 H_2O 的. 而在高温下, $O + H_2 \rightarrow OH + H$, $OH + H_2 \rightarrow H_2O + H$ 的反应将迅速进行, 并大大增强了 OH 和 H_2O 的丰度. 它可以来解释在大、中质量恒星形成区强的 OH, H_2O 脉泽所要求的高丰度^[2]. 不过, 我们现在还不太清楚究竟哪些种类的分子其丰度受激波化学影响最大. 为了考察这一问题, 一些观测计划曾提了出来, 如在各种不同温度的分子云 (包括冷的暗云) 中进行 SiO 分子的搜寻, 以及对两种可能的新的“高温”种类分子 MgH 和 SH^+ 进行搜寻. SH^+ 分子甚至被认为是激波的一个诊断器. 可惜由于要搜寻的 SH^+ 的超精细分量常处在其它种类包括 CO 分子的线翼, 从而造成了探测上的困难. 在指向 Orion-KL 和 SgrB₂ 方向已经找到了一些可能与 SH^+ 有关的谱线证据. 因此进一步的观测, 从而证实它的存在将是非常必要

的^[30]. 对 10 个恒星形成区 SiO 分子的观测揭示, 当分子云温度从 10K 变化到约 230K 时, SiO 的总柱密度将从小于 $2.4 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ 增加到约 $2.35 \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$, 相应分馏丰度 SiO/HCN 从小于 0.000 18 上升到 1.2^[31]. 可见 SiO 是对气体温度非常敏感的分子. 中等强度的激波还可能发生在有低质量星形成的暗云中. 越来越多的观测支持了激波化学可能是分子云中活动区 (如外向流) 分子综合的最重要原因. 然而, 激波化学的全部作用包括颗粒的互解, 从整体讲还未搞清. 因此它是当前天体化学的一个热点课题. 最近, 对超新星 SN1987A 中分子的观测表明, 它可能是研究分子形成细致过程的一个理想实验室^[32].

3. 分子云与恒星形成

3.1 恒星形成于分子云

恒星形成是天体物理的基本问题之一. 在银河系和星系中恒星的形成是一个复杂的过程. 这个过程涉及一个宽阔的质量范围 (约 $10^{-1} \sim 10^{11} M_{\odot}$), 距离范围 (约 $10^{11} \sim 10^{23} \text{cm}$) 以及极其多样性的物理过程^[33]. 是近代天体物理中最令人感兴趣也是疑难点最多的领域.

对恒星形成的一个最基本看法是认为恒星由一个足够大质量的气体云在其自引力作用下塌缩而成^[34]. 在不考虑磁场和湍动时, 气体云自引力塌缩的判据是云质量 M 必须大于金斯质量 M_J . 由能量平衡条件求得 $M_J = (\pi k T / \mu m_H G)^{3/2} / \rho^{1/2}$ 或写成 $M_J = 18 M_{\odot} T^{3/2} n^{-1/2}$. 这里 ρ 是云的质量密度 ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$), T 是温度, G 是引力常量, μ 是以氢原子质量 m_H 为单位的每个气体粒子的质量, n 是粒子的数密度 (cm^{-3}), M_{\odot} 为太阳质量. 但是一直到 1968 年, 恒星形成的主要问题是在观测上很难找到 $M > M_J$ 的云. 在这之前, 示踪星际云的唯一直接探针是氢原子的 21cm 谱线和某些重元素的原子吸收线. 然而由这些探针所示踪的云条件并不适于形成星. 它们是压力束缚而不是引力束缚的. 为了增加原子云的密

度只有依靠外部的压缩. 一种可能的方式就是通过旋臂密度波的作用. 但这种模式无法解释远离旋臂的局部暗云中的恒星形成. 目前在这些暗云方向上既没有探测到氢的 21cm 发射谱线, 也没有得到它的吸收线, 这就意味着在这些云中或者气体尘埃比太低或者许多原子实际上已经转化为分子. 为此, 恒星形成的研究迫切期待一种全新的观测事实来真正揭示其奥秘. 60 年代末、70 年代初一批天文分子的发现, 特别是广泛地 CO 分子的毫米波观测使直接示踪恒星形成的原始材料成为可能. 通过对大的、射电选择的 H II 区, 小的光学选择的 H II 区, OB 星协, 近邻暗云中主序前星和疏散星团中 CO 分子的观测证实了在银河系中恒星的形成是与分子气体密不可分的.

恒星形成于分子云的这一论断还可从理论上来理解: (1) 自引力支配所要求的最小柱密度与 CO, H_2 等分子屏蔽紫外辐射免遭破坏所要求的柱密度大致相等. (2) 分子气体云的物理条件与原子云相比更适于恒星的形成. 如在典型的分子云的大约 10K 的温度下, 金斯质量 $M_J \sim 570n^{-1/2}$. 如果我们取分子云密度 $n \sim 20\text{cm}^{-3}$, 这样, 其金斯质量 $M_J < 130M_\odot$. 由分子云的观测得知, 大多数分子气体, 特别是低密度的气体通常处在非常大的结构中, 如据 Elmegreen 估计, 97% 的分子气体处在比 $10^4 M_\odot$ 还大的结构中^[35]. 因此, 很显然分子云的质量 $M \gg M_J$, (当然对一些少数的最小的分子云, 有可能是压力束缚的) 前面曾提到过, CO 的观测与研究已经广泛地扩大到了其它星系中, 它们同样地表明, 在恒星形成与分子气体间存在着密切的关系. 近年来在大麦哲伦云中的 CO 成图观测就充分显示了这一点. 在贫金属的星系中, CO 分子的观测是很困难的, 但是人们通过在某些低金属度星系中 H_2 分子的直接测量 (通常是利用 H_2 的红外振动激发谱线) 同样地证实了这一普遍规律, 即恒星形成于分子云. 那么有没有例外呢? 迄今为止可以说, 我们还没有找到一个例子说明恒星形成于原子气体, 但是为了谨慎起见, 仍然很有必要再回转来仔细考察恒星形

成与原子云的关系. 这里起码有两点是值得我们注意的: (1) 对一些远离任何云的 T Tauri 星的存在应如何解释? (2) 大多数的 GMCs 仍然嵌埋在更大的 HI 复合体中, 后者的质量有的甚至高达 $4 \times 10^7 M_{\odot}$, 并且是引力束缚的^[36]. 这样从原子气体到分子气体的过渡可能是恒星形成的一部分, 当然, 它不应该是一个必备的前提条件.

20 年来, 恒星形成于分子云这一基本观点的确立, 对恒星形成这一难题的突破无论在实测上还是理论上都是具有决定性意义的. 利用不同种类的分子, 不同的跃迁可以示踪不同物理条件这一特点, 我们可以通过各种分子谱线的测量看到越来越深层的分子云的内部状况, 也为从理论上研究恒星演化越来越早阶段的特征提供了实测依据^[37]. 其中最终的目的是要找到形成原恒星的凝聚核以及跟踪其随后的演化. 在这里利用毫米波、亚毫米波的分子谱线对分子云中的稠密核团块 (Clumps) 以及转动盘的结构进行高分辨率和高灵敏度的观测就显得更加重要.

3.2 正在形成恒星的分子云

基于绝大多数恒星形成于分子云, 因此对恒星形成的最终理解有待于回答一系列与分子云有关的问题, 如: (1) 分子云是如何形成与演化的? 分子云与原子云的关系. (2) 什么是分子云的基本物理、化学和运动学性质? 它们与恒星形成的关系. (3) 什么是支撑分子云的力学因素? 磁场在分子云的支撑、碎裂和塌缩中的作用? (4) 恒星究竟在分子云中的何处形成? 巨分子云复合体以及分子云中的团块与恒星形成的关系? (5) 分子外向流特别是近年来发现的极端高速 (EHV) CO 外向流的驱动机制及其在恒星形成中的作用等等. 以上一系列问题在近十年的研究中都取得了相当大的进展, 但就整个恒星 (包括行星) 形成的详细过程而言仍然是很不清楚的. 归结起来即, 巨分子云究竟是如何碎裂成较小的凝聚核的? 凝聚核又如何塌缩成原恒星和绕星盘的? 绕星盘又如何消散或碎裂成行星的……, 总之这些问题将是今后天体

物理学研究中的最重要课题之一。在这里我们仅介绍其中一些比较重要的方面。

尽管上述有关恒星形成于分子云的许多问题至今仍十分模糊，但有一点是逐步清晰起来了，即 O 型及 B 型星，也就是大质量星主要是在巨分子云 (GMC) 中形成，而低质量星形成则更典型的是与暗云（也有人称它为小分子云即 SMC）成协。不过在低质量星形成区 and 高质量形成区之间并没有明确定义的分界线。这是因为低质量星同时也可以在产生大星的巨分子云中形成。然而暗云与巨分子云的物理条件和运动学性质却很不相同^[38]。Goldsmith 按照尺度递减次序，从分子云复合体 (complex) —— 云 —— 分子云核 (core) —— 团块 (clump) 分别给出了巨分子云及暗云的总体性质^[39]（见表 6）。从表 6 可见除尺度、密度、质量差异外，暗云与 GMC 最显著区别还在于暗云的温度低，谱线宽度极窄，因此一些非常简单、激发条件很低的分子如 CO, OH, HCN, HNC, H₂CO 和 NH₃ 等可以在这些分子云中观测到。从表 6 还可看到在暗云一列中，没有给出暗云团块的对应部分，随着今后更多的高空间分辨率和灵敏度的观测，相信可以得到这种团块的典型物理条件。此外我们也很难将暗云与 GMC 截然分开，这是因为不少暗云复合体本身又常被看作是 GMCs 中的云。尺度约 100pc 量级，质量约 $10^5 M_{\odot}$ 量级的 GMC 是银河系和星系中最大的天体。而暗云特别是本地暗云则是研究星际云最小细节的极好实验室。近年来对金牛座分子云 TMC1 冷“核”的高分辨率观测揭示，这个核已经碎裂成许多小的更致密的团块，其尺度约 0.03~0.04pc，且具有超声的线宽^[40]。更多这类的观测将填补上表 6 中的空缺。对于像暗云这类小质量云的观测常受到波束稀释效应的限制，一般只能观测附近的云。但最近 Clemens 和 Barvainis 完成的一个小云星表则有利于进行一种无倾向性的研究，^[41]主要结果认为在大多数小云中没有明显恒星形成的迹象。有可能形成恒星的区域只占约 15%。然而特殊云的研究却表明，在非常低质量的云中也可能

形成星，如 B335 就是一个典型的镶嵌在小分子云（质量约 $25M_{\odot}$ ）中的球状体^[42]（约 $5\sim 15M_{\odot}$ ），而在其内部已包括了一个约 $3L_{\odot}$ 的源。其它的例子可见 Davidson 的工作^[43]。这些结果说明恒星形成也可发生在非常低质量的云中。这样一来恒星形成与云质量的关系似乎更复杂了。

表 6 星际分子云的物理特性

	巨分子云	暗云
线尺度 (pc)	20~60	6~20
密度 (cm^{-3})	100~300	100~1000
复 质量 (M_{\odot})	$8\times 10^4\sim 2\times 10^6$	$10^3\sim 10^4$
合 线宽 ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	6~15	1~3
体 温度 (K)	7~15	≈ 10
实例	W51, M17, W3	Taurus, Perseus, ρ -Oph
线尺度 (pc)	3~20	0.2~4
密度 (cm^{-3})	$10^3\sim 10^4$	$10^2\sim 10^4$
质量 (M_{\odot})	$10^3\sim 10^4$	5~500
云 线宽 ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	4~12	0.5~1.5
温度 (K)	15~40	$\approx 8\sim 15$
实例	Orion, OMC1 W33, W3A	B227, HCL2 B5, L1495
线尺度 (pc)	0.5~3	0.1~0.4
密度 (cm^{-3})	$10^4\sim 10^5$	$10^4\sim 10^5$
云 质量 (M_{\odot})	$10\sim 10^3$	0.3~10
线宽 ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	1~3	0.2~0.4
核 温度 (K)	30~100	≈ 10
实例	Orion (ridge)	TMC1, HCL2-C, TMC2, B1

续表

	巨分子云	暗云
线尺度 (pc)	<0.5	
密度 (cm ⁻³)	>10 ⁶	
质量 (M _☉)	30~10 ³	
线宽 (km · s ⁻¹)	4~15	
温度 (K)	30~200	
实例	Orion (Hot Core), W3 (OH)	

对著名的 Taurus 和 Perseus 暗云复合体的云质量分布研究发现,在满足位力平衡和标准的云密度分布 $n(r) \propto r^{-(1.30 \pm 0.2)}$ 条件下,直接导出了云的总质量 $M_T \propto R_T^{(1.7 \pm 0.2)}$, $\Delta V \propto R_T^{(0.3 \pm 0.2)}$, $\langle n \rangle \propto R_T^{-(1.3 \pm 0.2)}$ 这里 R_T 是云的尺度, ΔV 是云的速度弥散, $\langle n \rangle$ 是平均云密度,这一结果证明暗云也服从首先是从 GMC 中导出的 Larson 关系^[44]. 已经有一些模型(如:系统湍动、磁场、外部压力……)提出来讨论暗云的动力学演化和拟合上述的 Larson 关系. 在暗云研究中特别应提到的是 Myers 和他合作者们的工作. 他们的研究提供了冷暗云稠密核的大部分信息^[45]. 他们对一大批由本地暗云中选出的稠密核样本进行了 NH₃, ¹³CO, C¹⁸O, HC₅N 等谱线的观测. 除了导出了暗云核的温度、密度、尺度和速度等基本参数外,还研究了暗云中各种可能的动力学状态,稳定性和引起塌缩的条件. 接着的研究表明,大约 50%的暗云核与 IRAS 源成协. Myers 以及 Ladd 等^[46,47]还在光学、近红外和亚毫米波段上观测到了这些云核,他们认为这些天体是具有恒星温度的点源. 证实了致密核正在形成低质量星的想法. 此外 Myers 等发现在这些嵌埋有年青星的致密核方向分子外向流的探测率高达 44%^[48]. 然而 Heyer 等发现在与 T Tauri 星成协的稠密核中外向流的发生率却很低^[49]. 它表明嵌埋在致密核中的年青星将处于它们演化的更早阶段. 应该指出不是所有的云核都准确地与低质量星成协,那

些不具有成协恒星天体而具有亚声速内部运动的云核将很可能以一个约 10^5 年的自由下落时间正向着低质量星的方向演化。

与暗云相比，作为正在形成恒星的分子云，巨分子云具有更重要的意义。这是因为几乎所有质量的恒星，大质量星和小质量星，GMC 都是它们形成的唯一的或重要的场所^①表 6 给出了巨分子云复合体、云核乃至团块的主要物理特征。这些参数覆盖一个较大范围。对巨分子云的研究主要是通过射电波段上 CO 发射的成图观测进行的。通常内银河附近的分子云相对要致密些，但没有证据说明它们与本地云属于不同的星族，因此太阳附近分子云的详细研究可以告诉我们，在银盘上除银心和 3kpc 臂之外所有地方巨分子云的普遍性质。它们主要是^[51]：

(1) 巨分子云 GMCs 是具有很好定义边界的一种不连续天体，它由一些致密团块 (clumps) 组成。整个云的体积填充因子较小。这些团块或丛块的几何形状有球形的乃至高度纤维状的多种形态。

(2) GMCs 中团块的 CO 和 ^{13}CO 的线宽总是大于热运动的宽度，通常解释为与湍动或 (和) 磁场有连系的小块运动的结果。整体看 GMCs 是引力束缚的。

(3) 所有 OB 星协形成于巨分子云。由于长期以来认为所有质量的星主要都是在 OB 星协中形成，因此星系历史中的大部分星，无论是高质量的还是低质量的都应该在 GMCs 中形成。

(4) 在太阳附近 1kpc 内调查结果没有发现一个 GMCs 是不带有恒星形成的。如果扩大到 3kpc 范围，则仅有一个 GMCs 中无恒星形成迹象。这一事实再次证实当一个 GMC 形成后将很快显示恒星形成的活动。结合大质量星形成时对其周围云破坏的计算，可以证明巨分子云是相当年青的，大约 3×10^7 年寿命的天体。

通过银河系的 CO 巡天和外银河分子云的搜寻，又得到了一

① 最近对孤立暗分子云的研究，发现了其中形成大质量星的罕见现象^[50]。

些更重要的结果^[51]：

(1) 对处在内银河中的 GMCs，有一个线度-尺度关系存在。这里列举如下

- a. $\Delta V = 1.20 R^{0.5}$ (Dame *et al.* 1986)
- b. $\sigma_v = 1.0 S^{0.5}$ (Solomon *et al.* 1987)
- c. $\sigma_v = 0.31 D^{0.55}$ (Scoville *et al.* 1987)
- d. $\Delta V = 0.88 D^{0.62}$ (Sanders *et al.* 1985)

式中 ΔV 和 σ_v 代表谱线的半极大宽度或一维的速度弥散。右边的量代表 GMC 的平均线尺度 (以 pc 为单位)，在所有这些列举的线宽-尺度关系中，右方的幂指数是相当接近的，即 $\Delta V \propto R^{0.5}$ 。如何解释它可能涉及对 GMCs 基本特性的理解^[52]。我们知道当一个云处于位力平衡时，有 $\Delta V^2 = \alpha GM/R$ 成立， α 为接近 1 的常数。(注：已知 100 多个 R 在 0.1~100pc 的云或云核满足此关系^[53]。) 若 $\Delta V \sim R^{0.5}$ ，则有 $M \sim R^2$ ，它意味着对所有上述满足位力平衡关系 (即自引力与随机运动平衡) 的 GMCs，其平均的 H_2 柱密度近似为一个常数。这一简单结论可能告诉我们一些重要的事情。它不管 GMCs 如何形成，也不管 GMCs 是如何自-调节的。这显然是对云形成理论的一种挑战。

(2) 由 CO 的巡天得到了内银河 GMCs 的质量分布为 $dN(M)/dM \propto M^{-1.5}$ ^[54]。这个幂指数和一个 GMC 中团块质量分布的幂指数一致。我们知道不同的分子云形成模型将导致分子云不同的质量分布 (即质量谱)。因此观测的质量谱是对分子云形成理论模型的最好检验。此外恒星形成的初始质量函数也和 GMCs 的质量谱有关。

(3) 观测表明外银河的 GMCs 具有比内银河的 GMCs 更低的激发温度。目前尚不清楚它是否和外银河的较低的外部加热率或者低的恒星形成率有关。在 GMCs 的银河系研究中一个明显不足的问题是缺乏对 GMCs 特性随银心距离变化的定量研究。例如除了温度特性外，我们大致知道分子云的密度将随银心距离增大

而减小,但这一点是在通过分析 Liszt 等人的资料后间接得到的^[55].这种定量的研究对理解不同银河系环境如何影响 GMCs 的形成与演化是非常重要的.可以确信内银河比外银河以更大的效率将分子材料转换为恒星一定是不同的分子云特性的一种反映,那么是哪一种特性呢?目前已有一些研究.但是作为一个银心距离的函数对 GMCs 大尺度特性的系统研究仍然是相当缺乏的.

关于是否所有的 GMCs 都能形成星也是一个有争议的问题.前面已经提到过在太阳附近 3kpc 范围内仅有一个 GMC 没有恒星形成. Mooney 和 Solomon 根据一类红外宁静的 $M > 10^5 M_\odot$ 分子云的存在论证了在内银河至少 25% 的 GMCs 中缺乏 OB 恒星形成^[56]. 但 Myers 等用 H II 区去示踪内银河 GMCs 中的恒星形成,却发现很少的 GMCs 是具有非常低的恒星形成效率的^[57]. 如果后者成立,则看来太阳附近与内银河的 GMCs 在形成恒星上没有明显的差别.

为了跟踪一个 GMC 从分子云发展成一颗星的整个足迹,研究许多处于不同演化阶段的 GMCs 将有特别的意义. 比如 Maddalena 和 Thaddeus 在外银河(离太阳 2kpc 内)发现了一个质量约为 $10^6 M_\odot$, 尺度为 150pc 的巨分子云没有任何恒星形成的活动现象^[58]. (方法是通过比较它们的 IRAS-100 μ m 发射与 CO 谱线发射的成图资料. 结果发现没有任何可探测的 IRAS 流量在对应的分子发射区.) 因此 Maddalena 等认为这个分子云太年青以致还来不及去形成星. 类似的办法可证明 Rosette 云和 Orion 分子云是比较演化了的云,它们具有中等的年龄,正处于恒星诞生前的分娩阶段. 那么有没有可能发现一种更老的云呢? 并且这种云代表了恒星形成的最后残迹呢? 目前的研究揭示,一个遗迹分子云的最好候选者是与 LacOB1 星成协的小云,尽管对这种区域的分子气体还缺乏系统的研究,但是它们的存在(即尚未被新形成的星破坏的部分)确是提供了很好的机会来研究恒星形成过程最后的一点音讯. 利用这种残迹分子云,我们可解释一个分子云中

未能转化到恒星中的气体和尘埃是怎样最终回到星际介质的。

有关巨分子云研究的最后一个重要问题是 GMCs 的团块结构 (Clumpy Structure) 及其与恒星形成的关系。早在 1980 年, Blitz 和 Shu 就注意到所有的 GMCs 都具有团块的结构。并且团块与团块间的密度对比度是大的。分子云的团块结构保留了有关分子云演化的大量信息。例如, 巨分子云中的团块结构是恒星形成过程的一个结果呢? 还是一开始就有的呢? 如果团块是原始的, 那么团块的形成过程应发生在弥漫的星际介质中。详细观测团块的运动学能够解决这一问题。

观测 GMCs 的密度结构的最好探针是光学薄的分子谱线¹³ CO 和 CS, C¹⁸O 等。Blitz^[59]等用¹³CO 对 Rosette 分子云作了详细的观测, 得到的结论是大约 60% 至 90% 的 H₂ 质量处于团块中。对所有团块平均的 H₂ 密度约 10³/cm³, 而对整个云复合体平均的密度仅约 25/cm³, 因此团块的体积填充因子约 2.5%。此外, HI 包层的存在支持了在 GMCs 团块间的介质还包含了原子的成份。

一个很有意义的问题是团块 (或丛块) 结构本身是否还有内部结构。由于团块的质量谱和 Salpeter 等人得到的恒星形成初始质量函数不同, 因此发生恒星形成的团块是否还应再碎裂到更小的尺度? 不过至今对这种子团块尚缺乏定量的表述特征。现在得到的团块的质量分布是: $dN(M)/dM = N_0 M^{-1.54}$, $N_0 = 460 M_\odot^{-1}$ 。如果团块的质量谱支持了分子云的团块不是单个恒星的前身天体, 那么什么是团块在恒星形成中的作用呢? 由于早在 1957 年 Roberts 就指出大多数星形成于星团与星协, 因此看来更大的团块才能形成这些星群。最近, 在理解 GMCs 中恒星形成上取得的一个重要进展是 Lada 等人用密度探针分子 CS 详细考察了 Orion B 中的分子云团块^[60] (详见图 11.4)。同时又第一次作了一个近红外的搜寻, 寻找同一分子云中嵌埋的年青天体^[61]。她的观测表明, 几乎所有的恒星形成都限制在 3 个最大的团块中 (全部区域共包含 39 个团块)。因此看来 GMCs 中的团块, 特别是巨大的、致密

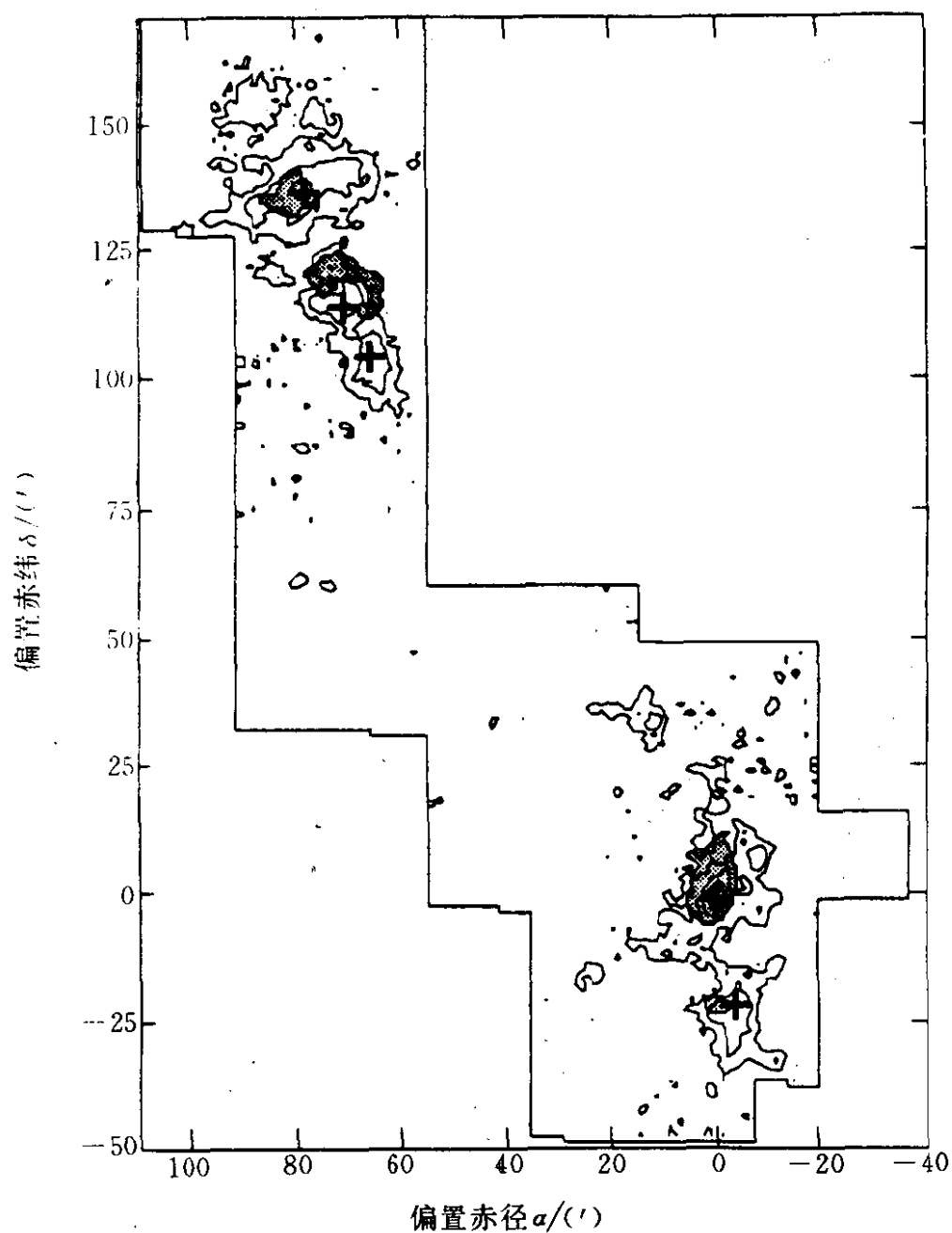


图 11.4 L1630 分子云中嵌埋的恒星星团 (图中阴影部分) 与分子云致密核位置比较, 分子气体的等强度分布取自 CS (2—1) 的测量, 5 个最大的 CS 核 ($M > 200M_{\odot}$) 用 “+” 号表示.

的团块是恒星形成的基本单元. 扩大 Lada 等人的工作到其它云是重要的. 现在看来搞清分子云形成恒星的关键是详细地调查致密团块的结构, 了解这种密度不均匀性在这些天体中是如何发展

的, 以及它们内部运动的起因.

3.3 几个与恒星形成理论有关的问题

(1) 分子云形成模型

恒星形成的第一步是产生一个致密的云. 为此有必要研究分子云是怎样从弥漫的星际介质中形成的. 从大的尺度看云的形成涉及旋涡密度波, 星系发电机 (dynamo), OB 星协中的超新星爆发以及背景恒星光的电离与离解等, 对其中许多过程目前尚缺乏详细的观测. 还不足以准确地去模拟大尺度云的形成. 从小的尺度看, 云的形成又与团块中的气体动力学, “湍动的”磁介质有关. 在这种介质中存在着大量的超声以及超阿尔文的相互作用. 谈到分子云的形成模型, 早在 10 年前就有不少作者研究过, 它们主要有三种:

(a) 在旋臂上的分子气体由于帕克 (Parker) 不稳定性形成分子云^[63].

(b) 在旋臂上由于引力不稳定性形成分子云复合体^[64].

(c) 分子云通过云-云碰撞, 以一定概率接合 (Coalescence), 逐步由小云变成大云^[65].

以后一段时期, 从理论上讲, 分子云的形成机制并没有更新的进展. 最近, Elmegreen 进一步研究, 总结出五种有关分子云形成模型的基本方程. 这些模型是: (i) 热不稳定性, (ii) 引力不稳定性, (iii) 小云集结成大云的随机碰撞, (iv) 激波波前对低密气体的直接压缩以及 (v) 湍动与磁流体力学波相互作用等^[62]. Mouschovias 在分析了星际介质中的各种不稳定性后认为, 对于引力不稳定性, 即使在没有磁场时也只适用于特别大的云 (超云) 的形成. 如假设星际 HI 云的典型参数为: H 原子密度 $n_H = 1\text{cm}^{-3}$, 温度 $T = 6\,000\text{K}$ 则可求出只有质量 $M > 10^7 M_\odot$ 的 H 云才可因金斯不稳定性而形成. 对于热不稳定性, 他分析得出只有小云的形成才适用. 因此 Mouschovias 认为磁的瑞利-泰勒不稳定性 (即帕克不稳定性) 才是最有前途的分子云形成机制^[66]. 这种不稳

定性可以由银盘中的旋涡密度波和任何其它的大尺度扰动触发。分子云特别是巨分子云的形成和发展过程同时也伴随着分子云的碎裂。分子云的碎裂与云-云碰撞有关，与磁双极扩散有关，与云的塌缩有关，也与刚形成的星与母分子云相互作用有关。因此是一个十分复杂而交错的图景。实际上一个单阶段的分子云碎裂过程通常也是分子云核的形成过程。新近的观点认为由于双极扩散引起的磁流体力学波的衰减是这种碎裂的主要原因^[67]。（当然同时也启动云的塌缩）。

(2) 分子云的支撑

前面提到过当分子云的质量大于金斯质量后它将因自引力收缩而形成星。由于较重分子与尘埃都是非常有效的冷却剂。因此在达到非常高密度前云的塌缩将是等温的，在这种情况下可以忽略热压力而认为分子云是以自由下落方式以 $t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{3.4 \times 10^7}{\sqrt{n}}$ 年的时标进行收缩。若取 $n > 20 \text{ cm}^{-3}$ ，得 $t_{ff} < 7.6 \times 10^6$ 年。根据银河系分子材料的总质量约 $(1 \sim 3) \times 10^9 M_{\odot}$ ^[68]，那么我们可以预期银河系的恒星形成速率是 $(30 \sim 90) \sqrt{n} M_{\odot}/a > 130 \sim 400 M_{\odot}/a$ ，这个值大大超过了近年来根据观测所得到的约 $(3 \pm 1) M_{\odot}/a$ 的估计^[69]。仔细分析，准确的恒星形成速率应写成

$$\dot{M}_* = \frac{M_{\text{TOT}}}{t_{ff}} \cdot \epsilon \frac{t_{ff}}{t_{cl}}$$

M_{TOT} 为分子云总质量， t_{cl} 为云的寿命， ϵ 是在 t_{cl} 时间内云质量转移到恒星中去的比份。是一个较小的量。如最近通过将年青星团的质量和成协分子云质量直接比较得到 $\epsilon < 1 \sim 2\%$ ^[70]。此外，由于大多数云的质量总是处于结构中，其密度远大于 $20/\text{cm}^3$ ，通常为 $300 \sim 10^3/\text{cm}^3$ ，因此实际的 t_{ff} 要比上面估计的还要小，这样无论采用哪一种分子云形成模型，一般总有 $t_{ff} < t_{cl}$ ，甚至 $t_{ff} \ll t_{cl}$ 。这就必须存在某些作用来支撑分子云。抗衡分子云塌缩的因素可分

为三类:

- (i) 热运动 (气体压力)
- (ii) 非热运动 (分子云自转, 湍流, 各种波等).
- (iii) 磁场.

转动对分子云的支撑作用已经通过在某些分子云中的速度位移观测以及一些暗云在平行银面方向上被拉长等事实所证实. 然而对暗云的系统观测表明, 对大多数云来讲, 转动支撑是少见的^[71]. 即使在大的暗云的稠密核中观测到的转动也很少. 然而, 当云核进一步收缩时, 转动的作用显现出来, 到了中心致密区域. 由于角动量守恒, 转动作用变得非常重要, 甚至阻止恒星形成. 在大多数云中转动现象不明显, 这很可能是磁制动的缘故^[72]. 一旦磁场进入云的角动量再分布, 磁场也将提供云的支撑, 考虑磁场后, 与金斯质量等效的临界质量变为

$$M_{\text{cr}} = 0.13 \Phi G^{-1/2} \approx 10^{13} M_{\odot} (B/30\text{T}) (R/2\text{pc})^2$$

这里 Φ 是磁通量, R 是云半径. 磁场要起作用必须有足够的强度, 不过目前的资料表明, 大多数分子云的磁场强度只有 $(1 \sim 2) \times 10^{11} \text{T}$ ^[72]. 此外, 磁场只对运动的带电粒子起支撑作用 (由于磁冻结), 因此, 还要求分子云有足够的电离成份. 磁场对于中性气体是通过双极扩散产生摩擦而支撑, 但这种带电粒子与中性气体的滑移又可引起磁场的扩散, 从而在一定程度上使云失去支撑而塌缩. 磁场与转动支撑还有一个致命弱点即它们分别在磁场方向和转动轴方向上失效. 而湍动支撑可以避免这一问题. 类似热运动压力的处理方法, 可有湍压 $P_{\text{turb}} \propto \rho v_{\text{turb}}^2$. 对于具有一个随波数 k 幂律下降的湍动, 通常的金斯判据将反转. 即越大的尺度变得越稳定^[73]. 在大多数云中湍动是超声速的. 然而超声的湍动将由于激波的耗散而迅速衰减. 因此湍动支持要求各种能量的注入机制, 如膨胀的 H II 区, SNR, 云-云碰撞, 银河系较差转动以及星风等. 由于各种原因, 现在趋于认为磁的作用与湍动作用结合起来是支撑分子云的主要机制. 首先合理地估计磁场 B 和密度 n

可得到一个阿尔文速度

$$v_A = \frac{B}{(4\pi\rho)^{\frac{1}{2}}} \approx 1.4 \times 10^{10} \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} B \text{ (T)} n^{-\frac{1}{2}}$$

这个值更接近于真实云中所观测到的速度。这样虽是超声湍动但可能是亚阿尔文的。阿尔文波的传播将促进分子云向外运动并降低湍动耗散速率。用这种湍动来提供某些平行于磁场线的支撑是可能的。磁场的支持将可用来预期一个理论的尺度——线宽关系，即 $\Delta V \propto R^{0.5}$ 。类似于我们以前提到的由观测得来的关系^[33]。

(3) 恒星形成的触发机制

当分子云的自引力足以克服各种类型的支撑力时，分子云将因自引力塌缩而形成星。这就是所谓自发恒星形成。导致分子云自发启动塌缩的原因主要是分子云本身内能的流失。如：热能通过辐射，磁能通过双极扩散，湍动能通过粘滞损耗等。小质量星常常因这种云的自身不稳定启动塌缩而形成。在存在磁场情况下，一个云进行塌缩，严格地讲，应满足两个条件^[67]。即它的质量相对磁通量之比以及它的外部压力都应超过由下两式决定的临界值，即

$$[M/\Phi]_{\text{crit}} = \frac{0.13}{G^{\frac{1}{2}}}$$

$$P_{\text{crit}} = 1.9 \frac{c^8}{G^3 M^2} \left[1 - \left(\frac{M_{\text{crit}}}{M} \right)^2 \right]^{-3}, \quad M \geq M_{\text{crit}}$$

导致自引力塌缩启动的另一个重要机制是外部触发机制也称受激恒星形成。由于从本质上讲分子云经常处于暂稳性质的不稳定态中，因此稍加触发即可使其脱离这种暂态平衡。启动分子云塌缩的外部源主要有：旋涡密度激波，云-云碰撞，以及已经形成的星。最后一种情况包括主序前星的星风，由大质量星形成的膨胀的 H II 区以及主序后星的质量抛射等。其中最为突出的是超新星爆发。由此可见，恒星的形成是物质的抛射和膨胀运动的不可避免的结果。通过这些膨胀运动，压缩分子云及云块激发引力塌

缩而形成星。但从另一方面看，这种运动又常常导致破坏云或为分子云的湍动支持提供能源从而又妨碍了星的形成。这一额外效应是很难明确地决定的^[34]。

自发恒星形成同时也会引起一种正反馈，即一个星（或一组星）可以触发其它星的形成，甚至链锁地引起几代星的形成。在一个星系的尺度上看，这种正反馈可能导致星暴或者某种没有旋涡密度波的旋涡结构。同样，从另一角度看，如果恒星的形成增加了湍动支撑，从而阻碍了星的进一步形成，那么就代表了一种负反馈。综合两种结果，可以达到一种自控制的恒星形成^[74]。应用这种模型于星系还可以得到与“观测”一致的恒星形成速率^[75]。

区别自发与受激恒星形成的方法可以根据恒星形成速率与云特性以及环境的依赖关系^[34]。

（4）恒星形成的双模式理论（Bimodal Star Formation）

根据经验上的分析，很长时期都认为低质量星和大质量星可能是在不同的地点因不同的机制（或过程）而形成的，这就是所谓恒星形成的双模式理论^[33,76]。

双模式理论是有相当的观测依据的。图 11.5 就是根据大量的观测资料所作出的恒星形成过程的一个直观展示^[77]。（在这里假设分子云只是湍动支撑的）由该图可见，低质量星主要由温度较低的小分子云塌缩而成，但也可以形成于巨分子云中小团块，因此它在银盘上有较均匀的分布。然而大质量星只从巨分子云中形成，并且要求特别的条件，如云的质量大、密度高，并且存在某些外部的激波源，如星风，云-云碰撞以旋臂波等。此外，低质量星可能诞生于大质量星之前。大质量星则主要生成在温度较高的旋臂上，它同时也反映了大质量星对云的大量热输出。大质量星与产生它的母分子云（GMC）的激烈相互作用将在大约 10^7 年时标上破坏它，进而产生一些小分子云（或者某些 H I 云）。这些云在旋臂波的作用下又在约 2×10^8 年时标内形成更多的 GMCs，从而构成了恒星形成材料的循环。

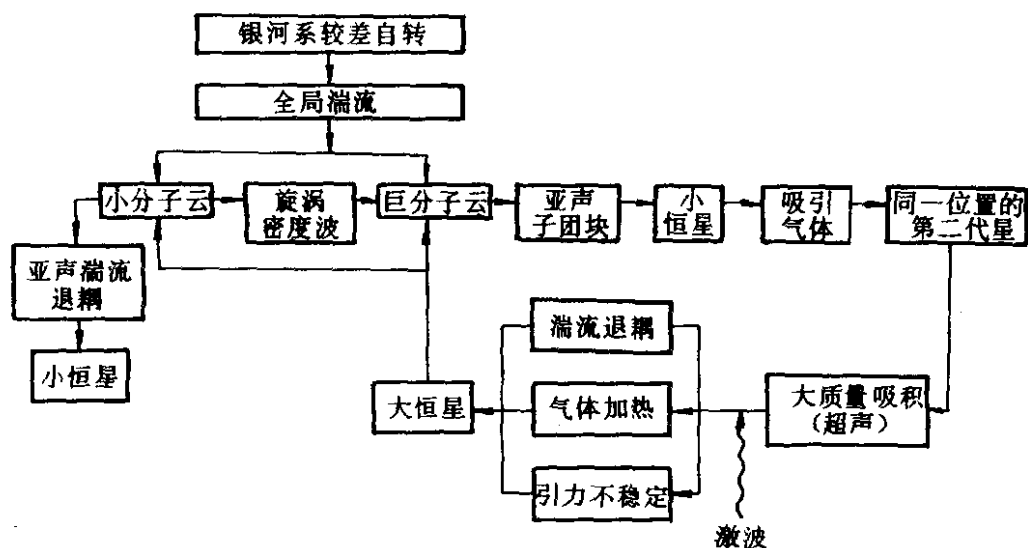


图 11.5 低质量和大质量星形成的框架图

最近一、两年来, 由于高分辨率的近红外成图观测与分子的观测同步进行和综合分析, 对恒星形成模式有了更深刻的理解. 如上一节提到过的 Lada 等人的工作就是一个典型例子 (参见图 11.4). Lada 等人对 L1630 云的 $2.2\mu\text{m}$ 巡天的一个最惊人的结果是发现与整个分子云准确成协的 96% 的红外源都嵌埋在很好定义的 4 个星团中! 而这 4 个星团在面积上只占整个区域的 18%, 更有甚之, 其中 3 个富星团包含了最多的年青星. 这样, 如果 L1630 云在 GMCs 中具有典型性的话, 那么可以得出结论, 在巨分子云中甚至星系中大多数的恒星形成 (甚至包括低质量星) 是发生在致密星团的环境中而不是在孤立的原恒星系统中^[78]. 因此, 最近 Frank Shu 指出, “双模式恒星形成”的术语已经从强调“低质量星”对“大质量星”转变为恒星形成的“松散-聚集”(loosely-aggregated)对“致密-堆积”(closely-packed). 这一新的提法粗略地和旧的提法“星协”对“星团”相当, 不过它不需要包含“引力无束缚”对“引力束缚”的涵义^[76].

“松散-聚集”和“致密-堆积”的区分涉及引力塌缩是对单个的小云独立地进行从而形成单个的星 (或双星), 还是对一个巨分

子云中的一大片区域进行然后或多或少同时地产生了一个密集的星群.

最后应该提到的是检验恒星形成理论正确与否的关键是看理论预期的恒星初始质量函数 (IMF) 或质量谱是否与观测相符. 恒星在诞生时其质量谱的观测确定是对恒星形成过程完整理解的一个重要问题. 但实际上它并不能很容易地得到, 其原因主要是: (i) 恒星的初始质量谱是一个固有的整体量, 但不清楚要得到一个有意义的谱在时间上和空间上究竟应在多大范围内积分. (ii) 实际可测的是恒星的光度而不是质量, 这里就涉及如何由光度函数转化为质量函数^[78]. 现在有关 IMF 的知识仍然是缺乏的. 我们尚不知 IMF 可以普适的范围. 我们对单个年青星团以及恒星形成区有关 IMF 的观测知识还不足以提供有关恒星形成理论的决定性检验. 检验恒星形成理论的另一个重要方法即在演化的每一个阶段上, 理论预期的能谱分布应该与实测一致^[76,78]. 这里因篇幅所限不详细介绍了.

3.4 年青天体附近的分子外向流与盘系统

最近十几年来, 恒星形成研究的两个重要事实是发现大多数的年青恒星天体 (YSOs) 都与外向流及盘成协^[79]. 其中外向流的研究表明, 在恒星演化最早阶段, 即使不是全部, 大多数的星都将经受一个非常高能 (约 $10^{36} \sim 10^{40}$ J) 的质量抛射阶段. 其中冷分子气体的高速双极外向流动更是频繁的特征. (外向流最高速度可达 100 km/s 以上) 这种分子外向流明显地由 YSO 的强星风所驱动. 外向流的另外一些表现形式有急速向外移动的 HH 天体, 高速的 H_2O 脉泽源, 由激波激发的 H_2 发射区以及 YSO 近旁的光学喷流等^[80]. 由于通常认为恒星形成是分子云核引力塌缩的结果, 因此在年青星诞生时期这种高程度超声的质量外流的发现确是一个令人惊讶和意外的事件. 事实上, 第一个分子外向流就是在对 Orion 分子云作成图观测时偶然地发现的^[81]. 到今天利用宽翼的 ^{12}CO 的毫米波谱线已经在银河系发现和证认了近 200 个的分子

外向流. 分子外向流的普遍特征可归纳如下^[82]:

(1) 大多数分子外向流具有双极结构. 其准直度(观测到的外向流长轴相对短轴长度之比)范围在 1~10 之间. 有些外向流具有多重外流瓣的复杂位形, 它可能意味着在同一区域中存在多重的外流源中心.

(2) 所有质量和光度的 YSO 都能产生外向流. 此光度范围低到 $0.2L_{\odot}$, 高至 10^6L_{\odot} .

(3) 典型的分子外向流其尺度在 0.1pc 至 5pc 间, 质量范围为 $0.01M_{\odot}$ (相应低光度源) 至 $100M_{\odot}$ (相应高光度源) CO 分子谱线的线宽从 1km/s 一直高到 100km/s 以上. 由外向流的尺度和速度得到其寿命大约为 $3 \times 10^4 \sim 10^5$ 年, 这个持续时间与一个致密云的自由下落时间或者所预期的原恒星阶段的持续时间大致相当.

(4) 外向流阶段可能发生在在一个年青星生命的极早时期, 这个时期与原恒星天体的主吸积阶段相重合. 因此外向流的最成功的早期搜寻是以高度嵌埋的红外源(没有光学对应体)为目标的. 在光学可见的主序前星(如前面提到过的 T Tauri 星)中发现分子外向流的概率较低. 最近发现有几个外向流的中心源在低于 $350\mu\text{m}$ 的波长上(如 IRAS-100 μm) 仍然不可见^[83,84], 因此更有利于说明, 分子外向流可能代表一个年青恒星生命的最早可测的演化阶段.

(5) 许多分子外向流建立了其它形式的发生在射电、红外以及光学区域的外向流活动. 如在形成 HH 天体和光学喷流中的激波-激发气体有时就处在分子外向流的边界之内. 当分子外向流处于一个致密的环境中时, 它常常与激发温度高于 2000K 的 $2.12\mu\text{m}$ 的 H_2 谱线辐射成协, 它意味着一个过激波区的存在. 此外, 深埋的 YSOs 常常被 H_2O 脉泽包围^[85]. 一些中等光度的源由于太冷不能发射可以电离氢的 Lyman 连续谱, 但却在 cm 波段上建立了热的射电连续发射.

(6) 高光度的源（对应大质量的星）频繁地与极端致密的 H I 区和延展的光致离解气体区域成协，如 DR21 外向流源和 MonR2 外向流源。大质量年青星还具有短的演化时标以及成团的趋势，它意味着在同一个星团中大量的外向流活动可能是不同的 YSOs 多重的能量抛射事件引起的。

(7) 通过高密度的探针分子 CS 或者 NH_3 的观测证实了分子外向流嵌埋在致密的分子云核中。

(8) 由于外向流以很高的速率向周围云输入能量和动量，因此分子外向流可能通过激发云内部的运动与湍动对分子云的支撑产生重要的贡献。观测还表明，形成恒星的云核包含了比恒星本身大得多的质量，这就意味着在原恒星演化的某些点上必须通过一些活动的动力将云性质的物质迁移掉。现在越来越认识到迁移掉年青星周围的大量气体与尘埃的最可能的动因就是高能的双极分子外向流^[86]。因此可以认为外向流在完成恒星形成速率的自调控方面起到了一个决定性的作用。一个强有力的分子外向流的产生对任何恒星形成理论都具有基本的意义。分子外向流特别是双极流是一种独特的高能现象。这个能量足以破坏分子云核又足以支持整个云，因此它对整个巨分子云的动力学和结构均发生重要的影响。事实上，由一个深埋在云中的 YSOs 星族所引起的分子外向流能够产生可以保持 GMCs 免于整个塌缩的湍动压，从而解决了一个云动力学长期未能解决的问题。不过随着对外向流性质的深入研究，两个重要的挑战又提了出来：(i) 在存在丢失如此大质量的情况下如何形成星呢？(ii) 什么是分子外向流的驱动机制和准直机制。

长期以来人们认为来自原恒星天体的电离星风加速了分子材料从而产生了一个高速的中空的气泡 (wind-blown bubble)。然而当人们来搜寻这种高能电离星风时，发现它们没有足够的动力来驱动分子外向流。统计表明，这种电离星风产生的机械力与中心源的辐射压力 L_*/c 大致相等，而与分子外向流机械力相比却

大约要小 2 个量级. 这就是分子外向流研究中长期以来不能解决的所谓动量问题. 然而最近 5 年来, 由于在几个外向流源中探测到了有足够动力的中性星风, 这一难题有了解决的希望^[87]. 现在我们已经观测到了 5 个源, 它们位于分子外向流的中心, 具有极端高速度 (EHV) 的 HI 外向流, 这些源是 NGC2071, HH7-11, T Tau, L1551 和 DR21. 其中 L1551 的中性星风速度竟高达 260km/s. 因此很多人认为这种 EHV HI 气体的机械力将足以来驱动分子外向流. 但是进一步的检证还需要更多的观测事实.

近几年来另一个重要发现是某些外向流具有极高速度 CO 分量, 其谱线线宽从 100km/s 起一直高达 300km/s. 我们称其为 EHV CO 外向流^[82]. 目前已测到 EHV CO 气体的源共有 6 个. 它们是 L1448, HH7-11, IRAS03282+3035, NGC2024, NGC2071 和 NGC6334I. EHV CO 流有几个重要的物理特性, 首先, 它们是由一些小的致密的团块所组成, 在某些源中它们有很大的消光温度. 这些团块很可能是抛射出来的“分子弹丸”. 第二, EHV CO 流呈现出高度的准直性, 有的甚至与光学喷流可以比拟, 因此也可以称其为成团的分子喷流 (clumped molecular jet). 对于 EHV CO 气体的起源有三种解释: (i) 被卷吸的周围分子气体^[88], (ii) 在一个快速激波后再形成的分子^[89], (iii) 是中性恒星风本身的一部分^[90,91]. 总之, EHV HI 和 EHV CO 是近几年来分子外向流研究中的重要发现. 它们的性质与二者之间关系仍然是有待解决的问题, HI 的 21cm 谱线的高分辨率的观测 (用与 CO 观测相当的约 10" 的分辨率) 有可能来证明 EHV CO 团块是否是由 HI 或 H₂ 所组成.

前面提到的另外一些疑难问题, 如外向流 (包括光学的) 的准直机制以及一个星如何通过丢失质量来形成等都与两个关键因素——角动量与磁场有关. 围绕大部分 YSOs 的气体 (和尘埃) 盘的发现意味着对角动量的一个重要作用. 盘的形成本身就是分子云核存在初始角动量的必然结果. 对于一个转动的原恒星, 大

部分进入星中的质量应该是从盘中吸积而来。而恒星形成过程中多余的角动量将通过星风带走。因此年青恒星天体附近的外向流与盘系统使原恒星既失去质量又得到质量。为了使净质量流的结果是增加原恒星的质量,这就要求质量损失率是吸积率的一部分,即 $\dot{M}_{\text{wind}} = f_1 \dot{M}_{\text{accretion}} f_1$ 的大小将由星风产生机制的物理学所决定。理想的原恒星风应带走少的质量,多的角动量。最近有不少调查分析证明^[76,79],磁压或离心驱动的磁流体力学风是潜在的可行机制。考虑到吸积率和恒星材料下落速率(注:在盘半径范围内,大多数物质下落在盘上)的关系,有

$$\dot{M}_{\text{accretion}} = f_2 \dot{M}_{\text{infall}}$$

这样我们得到

$$\dot{M}_{\text{wind}} = f_1 f_2 \dot{M}_{\text{infall}}$$

Shu 计算了这个外向流与内向流速率之比 $f_1 \cdot f_2$ 大约为 0.1~0.2,这个数值与观测结果粗略相符^[76]。

盘问题提出的另一个重要目的是试图解决外向流的驱动与准直问题。外向流的资料已清楚表明,恒星的辐射不可能是驱动外向流的原动力。这样与转动和磁场有关的磁流体驱动将有利于这一目的。由于中心星和周围的吸积盘是这种考虑的自然储能器,目前理论和观测的讨论已不断转向在这两种可能性中进行区分以及探讨外流和盘现象间的物理联系。如果外向流是恒星的,那么风和周围漏斗状盘间的相互作用将促使外向流向垂直盘面的双极方向集中,如果外向流是盘的,则外向流与盘间的联系将更密切和深远。双极外向流将是盘风所固有的性质,加上星风可以带走盘的角动量,星风的质量流失率将与盘的吸积速率密切相关。

最近几年对 T Tauri 星禁线的研究提供了检验恒星形成和外向流物理学的一种新手段。人们观测到光学禁线发射(如 [O I], [N I] 等)的强度与红外发射余量相关,它说明外向流与盘之间确实存在密切的联系^[92,93]。然而这种禁线发射与中心星特性间的相关性却较差就更说明盘在外向流机制中起了重要的作用^[79]。进

一步研究还看到, 外向流的速率和质量流失率对穿过盘的磁场非常敏感, 并且质量外流有一个明显的趋势, 即与磁场方向, 盘轴方向排列成行, 或者更严格地讲, 大约 70% 的外向流是在分子云磁场方向的 30° 范围内排成一直线. 这些事实再次说明云磁场在决定扁平的、多半转动的原恒星盘的结构中起了重要作用^[94]. 根据观测对盘物理学的限制, 人们认为, 磁流体盘风可能是解释大多数复杂的观测现象的最简捷的路径. 现在的问题是光学的和分子的外向流是否有同样的起源? 有一种看法认为分子的外向流是周围的气体被年青星表面的星风吹刮的结果. 不过正如前面分析过的, 由观测到的电离星风所估计的动量是不足以驱动分子外向流的. 另外的看法则认为分子外向流是大的 (尺度 $> 0.1\text{pc}$), 较外区域吸积盘发出的磁流体风的离心驱动的结果^[95,96]. 而光学外向流则是由热的、较内区域盘所驱动的电离气体的结果^[97].

最近几年 Shu 等人提出一旦原恒星通过盘的快速旋转达到几乎瓦解, 同时又具有足够强的表面磁场时, 将会诱发出一种非寻常的离心驱动性质的磁流体力学风 (中性), 他们称其为 “X-accelerator” 风. 这种风可能是分子外向流的重要驱动源. 同时, 盘还将通过这种 X 风带走多余的角动量^[76]. 无论是纯盘风还是 “X 风” 它们对解决恒星形成过程中两大难题——角动量问题和磁流问题都有重要的意义.

有关盘的种种理论预期已经或正在被大量的观测事实所证实. 早期的工作如 Torricles 曾报告了对几个分子外向流所作的 NH_3 的观测, 结果表明在垂直 CO 流的方向上的确存在高密度的 ($n \sim 10^4\text{cm}^{-3}$) 的拉长结构, 并证明这种拉长结构是分子盘或圆环^[98]. L1551-IRS5 区的高分辨率的 CS 观测^[99] 也明显地得出围绕 IRS5 的高密度的 ($n > 10^4\text{cm}^{-3}$) 盘的位形和运动学证据. 上述的盘-流系统已经在许多分子云核中探测到. Kaifu 曾分析了 16 个这种盘流系统的速度梯度, 发现大约 50% 源的转轴在外向流轴的 15° 范围内^[100]. 较早的工作所得到的这类垂直流方向的拉长结构

尺度较大. 通常称其为原恒星盘, 它们的典型参数是, 尺度为 $0.1 \sim 1\text{pc}$, 质量为 $1 \sim 100M_{\odot}$, 转动速度为 $1 \sim 10\text{km/s}$, 大于在暗云核中所观测到的 $0.2 \sim 5\text{km/s}$ 的速度.

利用红外手段同样取得了盘存在的有力证据. 如 Strom 等通过尘埃-散射光探测到了一个围绕 L1551-IRS5 的尺度大约为 500AU 的拱星盘. 又利用 $2\mu\text{m}$ 波长上的成图测量得到 IRS5 图象, 发现盘轴是沿分子流方向的^[94]. 用类似的方法也得到了其它许多年青天体如 RMon, HL Tan 等的成协盘的直接证据. 拱星盘的间接证据主要通过不对称的强禁线轮廓, 外向流源的红外超测量以及 $2\mu\text{m}$ 上散射光的不对称结构等途径取得. 如 Appenzeller 等人和 Edwards 等人对具有强禁线的 15 个 T Tauri 星和 Herbig 天体进行了高分辨率的光谱线观测, 发现 $[\text{O I}][\text{S II}]$ 等禁线缺乏红移的分量, 并被认为这可能是盘作用的结果^[94]. Shu 等^[33]则把年青天体红外能谱中的中、远红外过量归结为中心星加热的尘埃盘的贡献. 基于这种超量的红外发射可推断大批 YSOs 周围都具有拱星尘埃盘.

盘的进一步工作也是目前研究的热点, 是在原恒星和主序前星周围搜寻尺度较小 ($\sim 100 \sim 200\text{AU}$), 质量较小 (远小于太阳质量) 并具有开普勒转动性质的原行星盘, 从而研究地外行星系统形成的机制. 这就要求更高的空间分辨率. 近年来高分辨率的毫米波干涉仪阵的观测使这一研究成为可能. 观测证明, 许多 T Tauri 型星有明显的类似原行星盘的结构.^[101,102] Hayashi 等人利用野边山的毫米波阵对许多 T Tauri 星进行观测, 得到了半径大约为 100AU , 质量大约为 $0.01 \sim 0.1M_{\odot}$ 的拱星盘证据, 这些拱星盘被认为是原行星盘, 其内部正在经受行星的形成^[103]. Kawabe 等对著名原恒星 L1551-IRS5 的 CS (3~2) 成图观测也表明, 围绕 IRS5 源有一个尺度 $< 1''$ (相当于 150AU), H_2 质量约 $0.03M_{\odot}$. 速度宽度约 $4 \sim 5\text{km/s}$ 的气体盘, 这个结果与认为 CS (3~2) 分量是来自一个半径为 $100 \sim 200\text{AU}$, 具有开普勒转动的行星盘的

看法一致^[104]。毫米波干涉仪阵的观测还揭示了围绕低质量 PMS 星的原行星系的存在。如对 HL Tau 星的高分辨率 ($2''.7$) 的 ^{13}CO 谱线成图观测表明, 其子盘很可能导致地外行星系统的形成。在该星的结构中已观测到了像木星质量大小的凝聚区^[105]。

远红外 ($25\sim 100\mu\text{m}$) 和毫米波的超量发射也提供了有力证据, 说明约 50% 的 T Tauri 型星是一些类似原太阳的天体, 是被致密的尘埃盘包围的。这些盘和所要求原太阳星云大小接近、质量约为太阳质量的百分之几, 且在某些情况下明显地具有开普勒轨道运动的性质。而其尘埃颗粒看上去也显示出行星前盘所预期的特征^[101]。

总之, 由上述一系列的结果看来, 我们已经到达了恒星形成与行星形成研究的对接阶段, 这两方面的研究在 90 年代将进了一个非常令人鼓舞的交叉推进的局面。

3.5 恒星形成过程的主要阶段——低质量星形成的一个基本图景

前面曾经提到过的恒星形成的双模式理论, 其中松散-聚集模式中允许单个小分子云独立地进行塌缩从而形成单个的星 (或双星)。因此讨论一个单星形成的详细过程是很有实际意义的。在这里特别要强调的是研究低质量星的形成要比大质量星的形成无论在观测上还是理论上都要优势得多。这不仅是因为太阳和星系中大部分星是低质量的, 还因为^[78]:

(1) 低质量星的 Kelvin-Helmholtz 时标长, 即 $\tau_{\text{KH}} > \tau_{\text{H}}$, 后者表示一个云核自由下落引力塌缩时标。这就意味着低质量星有一个可观测的前主序阶段。

(2) 低质量星比起大质量星很少破坏其诞生的环境。

(3) 低质量星可以相对孤立地形成, 因而它的环境可以不受附近星存在的影响。由此可见, 低质量星的形成提供了研究恒星形成详细过程的重要实验室。Shu 把低质量星从分子云中形成的具体过程分解成可区分的四个阶段^[33, 76]:

(1) 在分子云包层中，当磁场（或湍动）对分子云的支撑由于双极扩散而消失时，首先形成多个缓慢运动的云核。（详见图 11.6.a）

(2) 在正在由里向外塌缩的云核中形成一个被星云盘包围的原恒星。（详见图 11.6.b）

(3) 恒星风从原恒星盘系统的转轴方向喷发出来，产生了一个双极外向流，在盘面方向则可能继续在吸积物质。（详见图 11.6.c）

(4) 物质下落全部终止，具有一个拱星盘的新生星终于显露出来。（详见图 11.6.d）

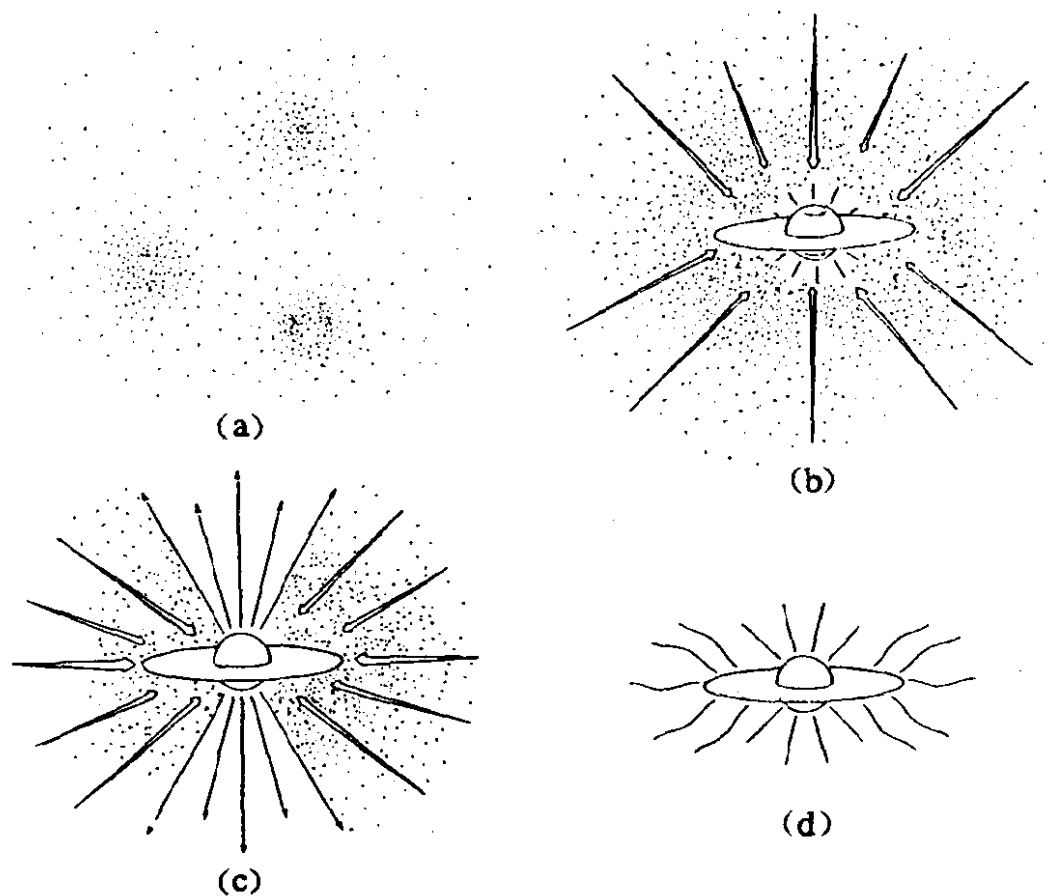


图 11.6 低质量星形成四个阶段的直观图示

在图 11.6 所展示的四个阶段中，阶段 (c) 是以前恒星形成理论发展中从未预期过的阶段。但正如我们在前面已经讨论过的，现

在完全可肯定，几乎所有的恒星在其形成的过程中都必须经历一个猛烈的质量流失。事实上，恒星从一个比它大许多量级的转动云中收缩而成时，如何实现角动量的转移和磁场的扩散始终是两个急待解决的问题。因此在恒星乃至星系核形成过程中，如果不同时伴随强大的外向流实在是很难想象的。

恒星形成第一阶段的主要特征是含有一个指向 $1/r^2$ 密度轮廓分布的准静态演化，分子云核的这种密度结构对于一个等温球是完全适宜的。也就是说，分子云的质量密度分布将随时间逐步趋于 $\rho(r) = \frac{a^2}{2\pi G} r^{-2}$ 的关系（式中 G 为引力常量， a 为局部声速）根据氨 (NH_3) 云核的观测，这个阶段（指进入动力学塌缩之前或者说包含一个嵌埋的红外源之前）的持续时间大约是 10^6 年。

当分子云核缓慢收缩的位形变得足够中心集中时，演化将进入 (b) 阶段。此时云核由里向外引力塌缩，从而在云核最内部区域形成一个原恒星和吸积盘。根据 Shu 等人的原恒星等温塌缩模型可导出此时绕星盘的半径 $R_c = \frac{G^3 M^3 \Omega^2}{16a^8}$ ，质量下落速率 $\dot{M} = 0.975a^3/G$ 。（式中 Ω 是云核转动速率， $M \equiv M \cdot t$ ，是星质量增长方程， t 为下落时间）在 R_c 外则是一个气体和尘埃组成的下落包层。随着时间的演化越来越多的、转动着，下落的物质优先地落入盘面而不是星上。由于尘埃的消光，这个阶段的信息将主要通过红外、亚毫米波和毫米波的观测得到。处于一个纯吸积阶段的大质量原恒星目前尚未观测到。在物质向中心星吸积时，温度不断上升，当达到 10^6K 后，将最终点燃氢的同位素氘。在中心星的质量小于 $2M_\odot$ 时，这种氘燃烧会使整个原恒星完全对流。有一种看法认为，正是这种对流与年青星较差自转的相互作用结果导致原恒星产生星风的。此时星风将从旋转的尘埃和气体的两极中冲出来形成双极流，致使演化进入 (c) 阶段。(c) 阶段的主要特征是内向流与外向流的结合。目前一般的看法认为分子外向流是由磁流体力驱动的星风吹刮而成的。（详见上节）主要的争论

是星风起源于星还是盘还是二者的交界面^[79]。(b)、(c)两个阶段加在一起的演化时标约为 $10^5 \sim 10^6$ 年，并几乎与星体的质量无关。

在恒星外向流的任何合理的图象中，可以看到随着源时间的增长，源的转动速率逐渐变慢，磁场变弱，星风的张角向偏离两极方向逐渐变宽，当向外抛射物质的张角达到 4π 时将进入恒星形成的第四阶段，即上述的具有一个遗迹星云盘的低质量的年青星——T Tauri 型星的阶段。这时，中心的年青恒星天体变得是可见的，除了光学与近红外甚至在紫外段也有可能观测到。(d) 阶段的基本问题是星云盘中的质量、角动量以及能量的转移问题。(d) 阶段的演化时标则为 $10^6 \sim 10^7$ 年。(d) 阶段的进一步演化将涉及星云盘的最后消散。此时，一部分物质可能结合到行星或恒星的子星中去或者由于高能的外向流而播散。上述的恒星形成过程更准确地说是主序前星 (PMS) 的演化。大质量星似乎没有这样一个 PMS 阶段而直接进入主序星。

上面的讨论给出了低质量星形成的详细图象。它包含了丰富的多样化的物理过程。引起这种多样性的原因是由于恒星形成的问题跨越了从星际空间到恒星内部的各种不同的物理条件，它几乎卷入了所有已知的物态和自然力。利用整个电磁波谱可以获取它们的全部信息。为了攻克这个堡垒，目前无论在观测上还是理论上已经发展了大量技术和手段。在过去的十年已经在这一领域取得了迅速的进步，它也为今后的十年可能的突破奠定了坚实的基础。

4. 90 年代分子天文学发展展望

我们在展开前面各节讨论中，特别在阐述“分子云与恒星形成”领域近十年来研究进展与发展趋势时，已在很多地方涉足到了今后将迫切需要解决和有可能突破的各种问题。在这一节我们将就其最重要的方面和前面阐述不够方面作进一步展开：

4.1 一个重要的有可能突破的课题——恒星与行星系起源问题

在这个课题中最主要的任务就是以极高的灵敏度、极高的空间分辨率以及极好的图象质量用测光、成象和分光的各种手段详细研究分子云、凝聚核、原恒星、原恒星盘以及行星盘的组成成份、结构细节、运动、演化以及能量平衡与转移等，其中特别是对行星和行星系起源的研究将是继恒星形成研究 90 年代天体物理学的又一新的热点和高潮。近几十年来，科学家使用理论模型已经得到了行星系统如何形成的知识。但是真正在实测上得到质量在 $0.001 \sim 0.1 M_{\odot}$ ，尺度在 $100 \sim 200 \text{ AU}$ 左右，且具有开普勒运动性质的原行星盘的证据还是近两、三年的事。此外，地外行星系统的搜寻相对恒星形成而言在技术上要困难得多。不过 90 年代一批新的毫米波阵的投入使用将有可能突破这一难题。

1988 年 NASA 的 Solar System Exploration Division 所建立的一个科学工作组系统地提出了发现和研究其它行星系统的策略。这个组的一个任务就是要确定行星形成过程和恒星形成之间的相互关系。研究的范围包括：地外行星的搜寻，它们的特性以及有关拱星和原行星物质的更普遍研究^[101]。目前虽已在一批 T Tauri 型星中观测到了类似原行星盘的特征。但关于这种盘的内部结构细节则还未能观测到，因此我们还不能用实测数据来制约行星形成理论。有关行星起源的另一些问题，如（1）类地行星到底何时形成（或者说什么时候盘材料将累积到子星中去），（2）行星形成时星云气体何时被新形成行星驱散等都是远未解决的问题。回答这些问题必须对原行星盘作更细致的观测。前面我们多次提到的年青恒星天体的质量喷发事件是与正在进行的原恒星云和原行星盘的吸积密切有关的。然而盘吸积和风爆发究竟如何相互作用？太阳星云和原太阳又如何作用都是有待解决的问题。总之为改进我们对行星形成的理解，一个最挑战的观测要求是最终达到在距离 $D=150 \text{ pc}$ （最近的恒星形成区分子云）上具有可以分

辨 0.1AU 的优质成像能力. 这只有在高分辨率的毫米波或亚毫米波阵上才原则上可能实现. (注: 在单天线情况, 若 $D=150\text{pc}$, $\lambda=1\text{mm}$, 0.1AU 的分辨力将意味着单天线的直径要高达 300km!) 此外 0.1AU 的分辨还可允许我们研究垂直盘面方向的结构. 它将有利的揭示早期星风与星云表面相互作用的细节.

为了得到原行星盘的位形、质量、密度与温度分布以及速度场和化学梯度, 高空间的和高频谱分辨率的观测也是必不可少的. 此外, 由于行星系统通常是在光学遮掩的恒星形成区发现, 因此在长波上调查它是最适宜的. 例如, 用近红外望远镜有可能探测围绕 T Tauri 型星最后演化阶段的热气体和尘埃的发射. 毫米波望远镜则适于探测 PMS 星出现前后的冷尘埃和星云中分子的发射线和吸收线. 许多分子发射的毫米波谱线则可用来确定盘的化学成分和速度结构. 最后还应提到的是欧洲空间局的红外空间天文台 (ISO) 和 NASA 的空间红外望远镜设备 (SIRTF) 的发射再结合地面毫米波望远镜的观测将提供围绕多种年龄的太阳型星重要样本的搜寻, 进而得到它们的质量和拱星物质的分布. 并证认出更多的原行星盘候选体. 鉴于行星和行星系的起源和主序前星及其绕星盘的进一步演化有关, 因此可以预期 PMS 星和吸积盘将是今后分子天文和红外天文领域观测与理论的重要课题.

4.2 90 年代主要毫米波和亚毫米波设备计划

在过去十年间毫米波与亚毫米波天文取得了惊人的进展. 几乎所有形成行星、恒星以及星系的冷物质都在毫米波和亚毫米波波段上产生大量的强辐射. 星际介质的毫米波波谱给出了极其丰富的信息. 以 Orion 分子云为例, 仅在它的毫米波谱中就证认了大约 30 种分子的 1 000 多条谱线. 毫米波以及亚毫米波的高谱分辨率的观测将提供尺度从行星到小星系的密度、温度、化学组成以及同位素丰度的各种数据. 目前具有 10~20m 口径的毫米波望远镜已在世界许多国家建立和投入使用. 最大口径的毫米波望远镜有日本的 45m 镜和西德的 60m 镜 (100m 的中央部分). 最大的亚

毫米波望远镜有英、荷、加的 15m 镜 (JCMT) 和瑞典-欧南台的 15m 镜 (SEST). 此外还有日本的 $5\text{m} \times 10\text{m}$, 德-法 $3\text{m} \times 15\text{m}$ 的毫米波干涉仪. 为了适应不断提高的空间分辨率的要求, 90 年代将重点发展毫米波、亚毫米波干涉仪及综合孔径. 这里我们将着重介绍 90 年代最大的也是美国 90 年代射电设备第一优先的计划——NRAO 的毫米波阵 (MMA). 其预期性能如下, 口径: $40 \times 8\text{m}$, 工作波长 $0.9 \sim 7\text{mm}$; 灵敏度增加 30 倍; 角分辨率 $0.06'' \sim 0.5''$; 在距离 150pc 处可以分辨约 10AU 尺度; 最大基线 30km. 因此 MMA 无论在灵敏度、分辨率、速度还是图象质量上都将超过世界上现有设备的 1 个以上的量级. 它将适宜开展广阔范围的天体物理现象和问题的研究, 如: 太阳, 其它太阳系天体, 新形成恒星, 行星系统以及原始星系创生的研究^[106]. 然而由于 MMA 的完成至少要花费十年的时间, 因此发展现有的和正在建造的各类毫米波和亚毫米波的望远镜也是特别重要的. 这些望远镜将推进毫米波技术和天文的发展, 而且还可为未来的 MMA 的使用培训年轻的科学家.

90 年代中其它的毫米波及亚毫米波设备计划主要有:

(1) 美国 BIMA 毫米波阵, 它由 9 个 6 米天线组成.

(2) 美国 Harvard-Smithsonian 亚毫米波阵, 由 6 个 6m 天线组成, 最大基线 500m. 工作波长为 $0.3 \sim 1.4\text{mm}$ (分辨率为 $0.1'' \sim 10''$). 它将是世界上第一个亚毫米阵.

(3) 德-美亚毫米波望远镜, 口径为 10m, 工作波长可到 0.35mm . 已安装在美国的阿利桑那州.

(4) 美国 Owens Vally 毫米波干涉仪, 由 3 个 10.4m 天线组成. 今后还计划扩大到 6 面.

(5) 中国毫米波望远镜, 口径为 13.7m, 工作波长为 2.6mm , 已安装在我国的青海省.

(6) 美国大型毫米波望远镜, 建议口径为 50m 级. 可工作到 230GHz 波段.

(7) 日本 NRO 大毫米波阵, 建议由 30 个 10m 天线组成, 最长基线 1km.

此外, 为了替代 1988 年塌方的 300 英尺的射电中星仪, 一个新的 100m 的 Green Bank 望远镜正在建造. 它将具有全天空的覆盖, 并且为了工作在 7mm 波长以下, 采用了新颖的设计, 如它的活动天线面将具有 2 000 多块独立的可调节的面板.

最后还应提到, 在 90 年代将要发展的 VLBI 计划中有一部分是与毫米波有关的, 它将提供更高的空间分辨率服务于恒星形成区分子云, 尤其是星际脉泽的研究. 这些设备有: 可以工作到 43GHz 频率的美国 VLBA; 利用世界各国已有的毫米波大天线组成的毫米波 VLBI 网. VLBI 计划中的国际 VLBI 卫星 (TVS) 是下一代空间 VLBI 的目标. 它由欧洲、独联体、日本和美国的射电天文学家共同提出. 这个卫星打算发射一个 25m 级天线至 20 000~150 000km 的高度, 工作波长可以短到 3mm. 其灵敏度和图象分辨率都将比现有的空间 VLBI 计划再提高 1 个量级^[106].

4.3 90 年代与恒星形成和早期演化有关的主要课题和可能解决的问题

(1) 用分子谱线和近红外连续谱对恒星形成区进行大尺度的成图观测 (采用高灵敏度和中等分辨率的手段), 进一步弄清分子云的整体性质. 这些性质包括: 各类分子云 (如: SMC, GMCs 以及 GMC 复合体) 的尺度、边界; GMCs 和旋臂关系; 消除银盘发射和其它污染, 研究分子云的真实分布; 研究新形成星对母分子云和整个银河系的能量输入以及进一步与低质量星形成的关系.

(2) 发现更多的原恒星凝聚核.

发现原恒星凝聚核是红外和毫米波天文学的重要任务. 目前用 IRAM30m 镜已在 1mm 连续谱上发现了非常致密 ($<10''$) 的原恒星凝聚核, 但样本还不多, 90 年代将以高空间分辨率、高灵敏度的谱线手段, 搜寻分子云的小尺度结构, 发现更多的原恒星的候选天体. 此外将采用分子的高跃迁. 光学薄的谱线完成一批

小云的成图观测，研究原恒星的形成与演化。

(3) 利用高分辨率的分子谱线测量 UC-H II 区（指刚刚形成星周围极端致密的 H II 区）的气体密度、温度和化学丰度随位置的变化，搞清 UC-H II 区周围迅速变化的物理条件，详细研究这一动力学迅速演化的区域。

(4) 利用高分辨率的光学和射电连续谱手段，在离原恒星几个天文单位外观测喷流，从而可望找到使喷流定向的机制。

(5) 对恒星形成区进行高分辨率的 $100\mu\text{m}\sim 1\text{mm}$ （也即亚毫米波）流量测量得到新形成和正在形成星在这一段的能谱分布。它对于研究恒星从分子云凝聚核——原恒星——PMS 星的演化序列以及检验恒星形成理论都具有重要意义。

与此同时通过对亚毫米波、远红外 (IRAS)、近红外以及分子云谱线、射电连续谱等的成图观测和同时分析，找到更多样本研究不同演化阶段分子云（从尚无恒星形成迹象的最年轻分子云到恒星形成后的最后残迹分子云）的特征及其与恒星形成和早期演化的关系。搞清恒星从分子云中形成的具体过程。

(6) 利用适于示踪恒星形成区高密度部分的 CS 谱线同时配合近红外的 CCD 照相技术对分子云进行高分辨率的成图观测，弄清分子云中的团块、纤维以及空洞等结构，分析其中正在发生的各种物理过程（热的、磁的、运动学）及其理论。同时利用近红外图象在分子云中寻找嵌埋的年青恒星天体。探索恒星形成与分子云碎裂和团块结构间的关系。

(7) 磁场强度和方向的测量是星际介质研究中最重要目标。它在许多方面控制着分子云的结构，动力学以及恒星形成。然而磁场的测量还不很确定。在今后几年有可能改进磁场测量的方法和找到磁场和分子云密度更准确的关系。

(8) 研究恒星形成区的高强度脉泽与河外超脉泽的激发机制，进一步搞清各类脉泽在恒星形成和早期演化中的作用。

总之可以预期在未来的十年中恒星形成的研究将会出现一个

比以往更生气勃勃的局面。虽然还不能说我们已经接近对这一复杂问题的全面理解,许多想法还只处于定性讨论的阶段。但可以相信随着天文技术的不断发展和中、外天文学家的不懈努力,这一难题的攻克已指日可待!

参 考 文 献

- [1] Hartquist T W. Dedication. In: Hartquist T W, ed. *Molecular Astrophysics; a Volume honouring Alexander Dalgarno*. Cambridge : Cambridge University Press, 1990. Vii
- [2] Turner B E, Lucy M Z. *Interstellar Molecules and Astrochemistry*. In: Verchuur G L and Kellermann K I, eds. *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*. 2nd. New York : Springer-Verlag, 1988. 200
- [3] 李守中. 一个了解宇宙的新窗口. *现代物理知识*. 1991, (4) : 22, (5) : 17, (6) : 9; 1992, (1) : 31, (2) : 14
- [4] Genzel R. Physical Condition and Heating/Cooling. In: Lada C J and Kylafis N D, ed. *The Physics of Star Formation and Early Evolution*. Dordrecht : Kluwer Academic Publisher, 1991. 155
- [5] Verchuur G L. *Interstellar Molecules*. *Sky and Telescope*, 1992, April, 379
- [6] 李守中, 朱新屯 林垚, 孙锦. 1990 年以前已发现和证认的星际和拱星分子. *天文学进展*, 1991, 9 (4) : 321
- [7] Irvine W M. *Organic Molecules in the Gas Phase of Dense Interstellar clouds*. To be published in *Advances in space Research*, [s. l.] : [s. n], 1992
- [8] Elitzur M. *Astronomical Masers*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1992
- [9] Young J S. *Molecular Clouds in Spiral Galaxies*. In: Thronson H A Jr. and Shull J M, eds. *The Interstellar Medium in Galaxies*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1990. 67
- [10] Scoville N Z, Sanders D B. *H₂ in the Galaxy*. In: Hollenbach D J and Thronson H A, eds. *Interstellar Processes*. Dordrecht : Reidel Publish-

ing Company, 1987. 21

- [11] Kwok S, Pottasch S R, eds. Late Stages of Stellar Evolution. Dordrecht : Reidel Publishing Company, 1986
- [12] Omont A. Circumstellar Envelopes of Late Type Stars. In : de Loore C B, ed. Late Stages of Stellar Evolution Computational Methods in Astrophysical Hydrodynamics. Berlin : Springer-Verlag, 1991. 161
- [13] Lucas R, Guelin M. Spectroscopy of Circumstellar Envelope With the IRAM 30-M Telescope. In : Watt D, Webster S, eds. Submillimetre Astronomy. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1990. 97
- [14] Lewis B M. Circumstellar Masers Around Oxygen-rich Stars. A J, 1990, 99 : 710
- [15] Lewis B M, Engels D. IR Colour Dependence of the detectability of 22GHz Water in Circumstellar Shell. MNRAS, 1991, 251 : 391
- [16] Olofsson H. Molecules radio line observations of AGB-stars, Post-AGB Objects in and Planetary Nebulae. In : Proceedings of the Second ESO/CTIO workshop on Mass Loss on the AGB and Beyond. La Serena: [s. n.], 1992
- [17] Bowers P F. Kinematic Models of Maser Shells Formed by Aspherical Stellar Outflows. Ap J Suppl Ser, 1991, 76 : 1099
- [18] Mufson S L, Lyon J, Marionni P A. The Detection of Carbon Monoxide Emission in Planetary Nebulae. Ap J. (Letters), 1975, 201 : L85
- [19] Davis L E, Seaquist E R, Purton C R. OH Emission from Early-Type Emission-Line Stars with Large Infrared Excesses. Ap J, 1979, 230 : 434
- [20] Sun J, Kwok S. Kinematic Structure of OH/IR Stars A Ap, 1987, 185 : 258
- [21] Elitzur M. Astrophysical Masers. Rev Mod Phys, 1982, 54 : 1225
- [22] Reid M J, Moran J M. Astronomical Masers. In : Verschuur G L, Kellerman K J, eds. Galactic and Extragalactic Radio Astronomy. New York: Springer Verlag, 1988. 255
- [23] Kylafis N D. Masers and Star Formation. In : Lada C J and Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, Dor-

- drecht; Kluwer Academic Publishers. 1991. 269
- [24] Strel'nitskij V S. On the Nature of the Strong Cosmic H₂O Masers. MNRAS, 1984, 207 : 339
 - [25] Neufeld D A, Melnick G J. Excitation of Millimeter and Submillimeter Water Masers. Ap J, 1991, 368 : 215
 - [26] Anderson N, Watson W D. Collisional Pumping of Water Masers by Species of Particles at Different Temperatures. Ap J (Letters), 1990, 348 : L69
 - [27] Elitzur M, Hollenbach D J, McKee C F, et al. H₂O Masers in Star-forming Regions. Ap J, 1989, 346 : 983
 - [28] Cesaroni R, Walmsley C M. OH Maser Models revisited. A Ap, 1991, 241 : 537
 - [29] Hartquist T W, Flower D R, Pineau des Forets G, et al. Shock Chemistry in Diffuse Clouds. In : Hartquist T W, ed. Molecular Astrophysics: a volume honouring Alexander Dalgarno. ed. Cambridge: Cambridge University, 1990. 99
 - [30] Ziurys L M. Millimeter and Submillimeter Studies of Interstellar High temperature Chemistry. In : Watt D, Webster S, eds. Submillimetre Astronomy. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1990. 109
 - [31] Ziurys L M, Friberg P, Irvine W M, Interstellar SiO as a Tracer of High-Temperature Chemistry. Ap J, 343 : 201
 - [32] Lepp S, Dalgarno A, McCray R. Molecules in the Ejecta of SN 1987A. Ap J, 1990, 358 : 262
 - [33] Shu F H, Adams F C, Lizano S. Star Formation in Molecular Clouds : Observatio and Theory. Ann Rev Astr Ap, 1987, 25 : 23
 - [34] Evans M J II. Star Formation : Observations, In : Lambert D L, ed. Frontiers of stellar Evolution. San Francisco : Astronomical Society of the Pacific, 1990
 - [35] Elmegreen B G. Molecular Clouds : An Overview. In : Black D C, Matthews M S, eds. Protostars and Planets II. Tucson : University of Arizona, 1985. 33
 - [36] Elmegreen B G and Elmegreen D M. HI Superclouds in the Inner

Galaxy. Ap J, 1987, 320 : 182

- [37] Lada C J. Star Formation : From OB Associations to Protostars. In : Peimbert M, Jugaku J, ed. IAU Symp. No. 115 : Star Formation Regions. Dordrecht : Reidel Publication Company, 1987. 1
- [38] Cernicharo J. The Physical Condition of Low Mass Star Forming Regions. In : Lada C J and Kylafis N D, ed. The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1991. 287
- [39] Goldsmith P F. Molecular Clouds : An Overview. In : Hollenbach D J, Thronson Jr H A, eds. Interstellar Processes. Dordrecht : Reidel Publication Company, 1987 : 51
- [40] Guelin M, Cernicharo J. Mass Distributions in the Taurus Complex. In : Dickman R L, Snell R L, Young J S, eds. Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies. New York : Springer-Verlag, 1988. 81
- [41] Clemens D P, Barvainis R. A Catalog of Small, Optically Selected Molecular Clouds : Optical, Infrared and Millimeter Properties. Ap J Suppl, 1988, 68 : 257
- [42] Zhou S, Evans II N J, Butner H M, et al. Testing Star Formation Theories : VLA Observations of H₂CO in the Bok Globule B335. Ap J, 1990, 363 : 168
- [43] Davidson J A. Low Luminosity Embedded Sources and Their Environments. Ap J, 1987, 315 : 602
- [44] Larson R B. Turbulence and Star Formation in Molecular Clouds. MNRAS, 1981, 194 : 809
- [45] Benson P J, Myers P C. A Survey for Dense Cores in Dark Clouds. Ap J Suppl, 1989, 71 : 89
- [46] Myers P C, Fuller G A, Mathieu R D, et al. Near-infrared and Optical Observations of IRAS Sources in and near Dense Cores. Ap J, 1987, 319 : 430
- [47] Ladd E F, Adams F C, Casey S, et al. Far-Infrared and Submillimeter Wavelength Observations of Star-Forming Dense Cores. I. Spectra. Ap

- J, 1991, 366 : 203
- [48] Myers P C, Heyer M H, Snell R L, et al. Dense Cores in Dark Clouds. V. CO Outflows. *AP J*, 1988, 324 : 907
 - [49] Heyer M H, Snell R L, Goldsmith P F, et al. A Survey of IRAS Point Sources in Taurus for high-Velocity Molecular Gas. *Ap J*, 1987, 321 : 370
 - [50] Yang J, Umemoto T, Iwata T, et al. A millimeter-wave Line Study of L1287 : A Case of Induced Star Formation by Stellar Wind Compression? *Ap. J*, 1991, 373 : 137
 - [51] Blitz L, Star Forming Giant Molecular Clouds. In : Lada C J and Kylafis N D, eds. *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1991. 3
 - [52] Issa M, MacLaren I, Wolfendale A W. The Size-Line Width Relation and the Mass of Molecular Hydrogen. *Ap J*, 1990, 352 : 132
 - [53] Myers P C. Molecular Cloud Structure, Motion and Evolution. In: Hartquist T W, ed. *Molecular Astrophysics; a Volume honouring Alexander Dalgarno*. Cambridge : Cambridge University Press, 1990 : 328
 - [54] Solomon P M, Rivolo A R, Barrett J, et al. Mass, Luminosity and Line Width relations of Galactic Molecular Clouds. *Ap J*, 1987, 319 : 730
 - [55] Liszt H S, Burton W B and Xiang D. *A Ap*, 1981, 140 : 303
 - [56] Mooney T J, Solomon P M. Star Formation Rates and the Far-infrared Luminosity of Galactic Molecular Clouds. *Ap J*, 334 : L51
 - [57] Myers P C, Dame P M, Thaddeus P, et al. Molecular Clouds and Star Formation in the Inner Galaxy: A Comparison of CO, HII and Far-Infrared Surveys. *Ap J*, 1986, 301 : 398
 - [58] Maddalena R J, Thaddeus P, A Large, Cold and Unusual Molecular Cloud in Monoceros. *Ap J*, 1985, 294 : 231
 - [59] Blitz L, Stark A A. Detection of Clump and Interclump Gas in the Rosette Molecular Cloud Complex *Ap J*, 1986, 300 : L89
 - [60] Lada E A, Bally J, Stark A A, An Unbiased Survey for dense Cores in the Lynds 1630 Molecular Clouds. *Ap J*, 1991, 368 : 432

- [61] Lada E A, Depoy D L, Evans II N J, et al. A 2.2 Micron Survey in the L1630 Molecular Cloud, *Ap J*, 1991, 371 : 171
- [62] Elmegreem B G. The Origin and Evolution of Giant Molecular Clouds. In : Lada C J and Kylafis N D, eds. *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1991. 35
- [63] Blitz L, Shu F H. The Origin and Lifetime of Giant Molecular Cloud Complexes. *Ap J*, 1980, 238 : 148
- [64] Cowie L L. Cloud Fluid Compression and Softening in Spiral Arms and the Formation of Giant Molecular Cloud Complexes. *Ap J*, 1981, 245 : 66
- [65] Kwan J. The Mass Spectrum of Interstellar Clouds. *Ap J*, 1979, 229 : 567
- [66] Mouschovias, T. Ch. Cosmic Magnetism and the Basic Physics of the Early Stages of Star Formation. In : Lada C J and Kylafis N D, eds. *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1991. 61
- [67] Mouschovias, T. Ch. Single-Stage Fragmentation and a Modern Theory of Star Formation. In : 同上书, 1991. 449
- [68] Clemens D P, Sanders D B, Scoville N Z. The Large-Scale Distribution of Molecular Gas in the First Galactic quadrant. *Ap J*, 1988, 327 : 139
- [69] Scalo J M. The Stellar Initial Mass Function. *Fund Cosmic Physics*, 1986, 11 : 1
- [70] Leisawitz D, Bash F N, Thaddeus P. A CO Survey of regions around 34 Open Clusters. *Ap J Suppl*, 1989, 70 : 731
- [71] Arquilla R, Goldsmith P F. A Detailed Examination of the Kinematics of rotating Dark Clouds. *Ap J*, 1986, 303 : 356
- [72] Downes D. Recent Ideas on the Formation of Massive Stars in Our Galaxy. In : Peimbert M, Jugaku J, eds. *IAU Symp. No. 115 : Star Formation Regions*. Dordrecht : Reidel Publication Company, 1987. 93
- [73] Bonazzola. S, Falgarone E, Heyvaerts J, et al. Jeans Collapse in a Turbulent Medium. *A Ap*, 1987, 172 : 293

- [74] Norman C, Silk J. Clumpy Molecular Clouds : A Dynamic Model Self-consistently Regulated by T Tauri Star Formation. *Ap J*, 1980, 238 : 158
- [75] Franco J, Cox D P. Self-regulated Star Formation in the Galaxy. *Ap J*, 1983, 273 : 243
- [76] Shu F H. The Formation of Low Mass Stars: Theory. In : Lada C J and Kylafis N D, eds. *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1991. 365
- [77] Turner B E. Molecules as Probes of the Interstellar Medium and of star Formation. In : Verhuur G L and Kellermann K I, eds. *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*. 2nd. New York : Springer-Verlag, 1988. 154
- [78] Lada C J. The Formation of Low Mass Stars: Observation. In: Lada C J and Kylafis N D, eds. *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1991. 329
- [79] Pudritz R E. The Physics of Disk Winds. In : 同上书, 1991. 539
- [80] Lada C J. Cold Outflows, Energetic Winds and Enigmatic Jets around Young Stellar Objects. *Ann Rev Astron Astrophys*, 1985, 23 : 267
- [81] Zuckerman B, Kuiper T B H, Kuiper E N R. High-Velocity Gas in the Orion Infrared Nebula. *Ap J*, 1976, 209 : L137
- [82] Bally J, Lane A P. Molecular Outflows : Observed Properties. In : Lada C J and Kylafis N D, eds. *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1991. 471
- [83] Margulis M, Lada C J, Hasegawa T, et al. A Spectacular Molecular Outflow in the Monoceros OB1 Molecular Cloud. *Ap J*, 1990, 352 : 615
- [84] Bachiller R, Cernicharo J, Martin-Pintao J, et al. High-Velocity Molecular Bullets in a fast Bipolar Outflow near L1448/IRS3. *A Ap*, 1990, 231 : 174
- [85] Comoretto G, Palagi F, Cesaroni R, et al. The Arcetri Atlas of H₂O Maser Sources. *A Ap Suppl*, 1990, 84 : 179
- [86] Lada C J, Shu F H, The Formation of Sunlike Stars. *Science*, 1990,

- [87] Koo B C, Neutral Stellar Winds from Young Stellar Objects. In : Cho S H, Chung H S, eds. Second Northeast-Asian Regional Meeting on Recent Development in Millimeter-wave and Infrared Astronomy. Daejon : Korea Astronomy Observatory, 1993. 130
- [88] Richer J S, Hills R E, Padman R, A Fast CO Jet in Orion B. MNRAS, 1992, 254 : 525
- [89] Chernin L M, Masson C R, Extremely High Velocity CO Emission from NGC 2071. Ap J, 1992, 396 : L35
- [90] Glassgold A E, Mamon G A, Huggins P J. The Formation of Molecules in Protostellar Winds. Ap J, 1991, 373 : 254
- [91] Bachiller R, Martin-Pintado J, Planesas P, et al. High Velocity Molecular Jets and Bullets from IRAS 03282+3035. A Ap, 1991, 251 : 639
- [92] Edwards S, Cabrit S, Ghandour L O, et al. Forbidden Lines in T Tauri Star Spectra : a Clue to the Origin of T Tauri Winds? In : Reipurth B, ed. a ESO Workshop on Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects. [s. l.] : [s. n], 1985. 385
- [93] Cabrit S, Edwards S, Strom S E, et al. Forbidden-Line Emission and Infrared Excesses in T Tauri Stars: Evidence for Accretion-Driven Mass Loss? Ap J, 1990, 354 : 687
- [94] Strom S E, Strom K M, Mas Outflows Associated With Young Stellar Objects. In : Peimbert M, Jugaku J, eds, IAU Symp. No. 115 : Star Formation Regions. Dordrecht : Reidel Publication Company, 1987. 255
- [95] Pudritz R E, Norman C A. Centrifugally Driven Winds from Contracting Molecular Disks. Ap J, 1983, 274 : 677
- [96] Uchida Y, Shibata K. Magnetically Buftered Accretion to a Young Star and the Formation of Bipolar flows. Pub A S J, 1984, 36 : 105
- [97] Torbett M V, Hydrodynamic Ejection of Bipolar Flows from Objects Undergoing Disk Accretion: T Tauri Stars, Massive Pre-main-sequence Objects and Cataclysmic Variables. Ap J, 1984, 278 : 318
- [98] Torreles J M, Rodriguez L F, Canto J, et al. Are Interstellar Toroids Focusing Agent of the Bipolar Molecular Outflows? Ap. J, 1983, 274 :

- [99] Kaifu N, Suzuki S, Morimoto M, et al. Ap. J, Rotating Gas Disk Around L1551 IRS-5. 1984, 134 : 7
- [100] Kaifu N. Star Forming Regions. VISTAS IN ASTRONOMY, 1988, 31 : 199
- [101] TOPS (Toward Other Planetary Systems) Science Working Group. A Report by the Solar System Exploration Division. Washington D C : NASA, 1992.
- [102] Kawabe R, Ishiguro M, Omodaka T, et al. Discovery of a Rotating Protoplanetary Gas Disk around the Young Star GG Tau. Ap J, 1993, 404 : L63
- [103] Hayashi M. Observations of Protoplanetary Disks. In : Cho S H, Chung H S, eds. Second Northeast-Asian Regional Meeting on Recent Development in Millimeter-wave and Infrared Astronomy. Daejeon : Korea Astronomy Observatory, 1993. 151
- [104] Kawabe R. Recent Observational Results With Nobeyama Millimeter Array : a Possible Gas Accretion Disk in L1551-IRS5 and a Rotating Protoplanetary Gas Disk in GG Tau. In : 同上书, 1992. 103
- [105] Sargent A I, Beckwith S V W. The Molecular Structure around HL Taur. Ap J, 1991, 382 : L. 31
- [106] Kellermann K I, Heeschen D S. Radio Astronomy in the 1990s. Physics Today, 1991, April : 40

十二、90 年代红外天文学

胡景耀 钱忠钰

(中国科学院北京天文台)

在整个研究天体的电磁波段中，红外天文学占据了三个倍频程，亦即从 $1\mu\text{m}$ 到 1mm 。它是仅次于可见光波段而引入天文学的观测窗口。但是直到近年来它才真正进入了天文研究的“角色”，在 90 年代它至少在一些重要分支领域中将成为“主角”。例如，恒星和行星系统的形成；星系的早期演化；类星体的形成；元素的演化和宇宙背景辐射等。

本文在回顾红外天文学的发展历史基础上，特别介绍了 80 年代红外天文学所取得的突破性进展和在我国所奠定的观测基础。也介绍了 90 年代欧美和日本诸国在红外天文学领域内的发展计划和它们将从事的研究课题。在国际大发展的背景下，怎样发展我国的红外天文学研究，根据国内的实际情况我们提出了发展计划的建议和开展天文课题的一些设想。

1. 引言 90 年代前的红外天文学

1800 年英国天文学家 W. 赫歇尔用温度计和三棱镜探测到太阳光谱红端之外尚有辐射存在。这不仅仅是发现了红外辐射的存在，而且是人类历史上所作的第一次红外天文观测。但由于探测器的水平和当时所知道的天体在红外波段的辐射均较弱（当然太阳和一些太阳系天体除外），所以直到第二次世界大战结束，红外天文观测对象只限于太阳系和少数亮的红巨星。第二次世界大战后，半导体技术和制冷技术有了飞跃的发展。在这个基础上红外探测器的性能有了极大的提高，尤其是它们处于液氮或液氦的低温时。

我们可以说可能近代红外天文学的起步是 Neugebauer 和 Leighton 在 1969 年完成的全天 ($+81^{\circ}28'$ 到 -33°) $2.2\mu\text{m}$ 巡天结果 (NASA Special Publication No. 3047, 1969). 他们用了—个直径为 1.5m 的金属反射镜面望远镜和 PbS 探测器作了全天巡视, 得到的极限星等是 $M_K = 3^m$ (或在 $2.2\mu\text{m}$ 的探测极限为 $\sim 44\text{Jy}$). 在这—天区得到了 5 612 个源. 人们发现 $2.2\mu\text{m}$ 的天空图像和光学图像有巨大的差别. 红外天文学开始吸引人们的注意力. 接着 Low 用火箭对全天区作了 $20\mu\text{m}$ 的巡天. 这是人们第一次突破大气对红外观测的限制所得到的中红外天空的图像. 当然, 它比 $2\mu\text{m}$ 巡天和光学图像有更大的差别. 虽然, 它的探测器探测深度不大, 但在探测到的源中有相当—部分已无光学对应体. 现在知道, 它们是均与恒星形成有关的天体和恒星演化晚期有大的质量流失的天体. Low 的结果在 1970 年发表 (AFCRL-70-0179 和 AFCRL-70-0387).

70 年代红外天文学发展的另—标记是两架专用的 3m 以上口径的望远镜开始投入使用. 亦即美国 NASA 的 3m 口径的红外望远镜 (IRTF) 和英国的口径为 3.8m 红外望远镜 (UKIRT). 它们都置于 Mauna Kea $4\,200\text{m}$ 高的山上. 这样它的高度减少了水汽对红外辐射吸收的影响. 所以它可以工作于 N ($7.9\sim 13.2\mu\text{m}$) 和 Q ($17\sim 28\mu\text{m}$) 波段. 不仅是大气中的水汽吸收少, 而且由于该地的优良的大气宁静度, 所以它已成为目前地面红外观测最理想的观测地点.

但是, 红外天文学真正进入天体物理学研究的“主战场”, 开始充当主要角色则是在 1983 年之后. 1983 年美国, 荷兰和英国联合发射了—颗红外天文卫星 (Infra Red Astronomical Satellite = IRAS). 这是—颗近地卫星. 其主要设备为—架 60cm 的望远镜, 焦平面上的探测器可以探测到 $12, 25, 60$ 和 $100\mu\text{m}$ 的辐射, 由于望远镜和探测器均置于低温下, 大大降低了自身的背景辐射, 所以有很高的探测极限灵敏度. 虽然它利用自转作扫描, 只有很短的积分时间. 第一批发表的点源表共有 25 万个源, 对于 $12, 25$ 和

60 μ m, 探测极限为 0.5Jy, 对于 100 μ m 为 1.5Jy. 给出的位置精度约为 20". 10 个月的飞行时间巡天完成了约 96% 的天区. IRAS 尚有一无缝光谱仪工作于 8~22 μ m, 对于 12 μ m, 其相应的流量密度大于 10Jy 的天体, 一般均能提供较好的低分辨率光谱. IRAS 的产品目录见表 1, 应该提到的是在资料处理技术提高后, 对于混淆极少的高银纬天区, 探测极限几乎提高了一个量级, 其结果形成了一个 IRAS 的暗源表.

表 1 IRAS 的产品

1. IRAS Explanatory Supplement	
2. Point Source Catalog (PSC)	245889 Point Source
3. Faint Source Catalog (FSC)	173044 Point Sources 12 μ , 25 μ b >10° 60 μ b >20°
4. <i>Faint source Reject File (FSR) Point source Rejects from FSS</i>	
5. Small Scale Structure Catalog (SSS)	16740 Sources with sizes point sources<sss<8'
6. Low Resolution Spectra (LRS) 8~22 μ Spectra of 5425 and 30000 new sources	
7. Sky Survey Atlas All Sky Brightness Images	
8. Galactic Plane Images	
9. Serendipitous Survey Catalog (SSC)	
43866 point Sources derived from the AOs (effective sky coverage 3%)	
10. Cataloged Galaxies and Quasars Observed in the IRAS Survey	

IRAS 对于不同层次的天体研究作出了重要贡献. 例如:

(1) 在一批正常的主序星中, 例如长期被天文学家用作标准星的 α Lyr, 发现有大的 25 μ m 的红外色余. 它被认为是原始行星

云. 它的典型星 β Pic 的后续地面光学高分辨率观测表明确实有一盘状物围绕着它. 证实了原始行星云的存在.

(2) 发现了一批具有大质量流失的恒星演化晚期的恒星 (Asymptotic Giant Branch = AGB 星). 它已广泛被用来研究银河系结构, 尤其是 Galactic Bulge 的工具. 根据它们的数量, 分布和质量流失率, 不仅为恒星演化晚期的理论提供依据, 而且也是元素演化的重要依据.

(3) 发现了银河系中存在着红外卷云. 银河内的总质量和内部物质的分布, 恒星形成的原始星云等都必须考虑到这一新发现对它们的重要意义.

(4) 一个更重要的突破是在星系的研究方面, IRAS 探测到了一大批河外星系. 它使得红外天文的研究扩充到了河外星系和宇宙学的研究. IRAS 对星系的观测主要是发现了一批红外超亮的星系, 它的 L_{IR} 超过 $10^{12} L_{\odot}$. 它们和类星体的光度相当. 目前 QSO 和红外超亮星系之间的演化关系是人们研究的热点. IRAS 另一个重要的结果是发现了一批星爆星系, 在这些星系中有大规模的恒星形成, 它们和 CO 观测得到的分子成分, H_2 观测得到的电离氢成份的研究联系在一起表明相互作用在这一类星系中起着重要作用. 在 IRAS 之后和用 IRAS 星系的空间分布讨论宇宙结构也是一个热门课题.

当然, IRAS 的成功不仅在这一方面, 对于银河系内的恒星形成区的研究, 对太阳系内尘埃分布 (它们形成了黄道光) 等都提供了丰富的资料. 可以肯定地说, 从 83 年以后世界主要的天文杂志上, 几乎每期都有利用 IRAS 或 IRAS 后续观测得到结果的文章发表. 在表 2 中我们给出了从 50 年代到 1986 年的红外天文的文献数. 很明显, 在 70 年代中期和 80 年代中期它有两个飞跃, 前者是由于 $2\mu\text{m}$ 和 $20\mu\text{m}$ 巡天的结果, 而后者是 IRAS 观测的结果.

表 2 红外天文文献增长表

年 份	1950	1951	1952	1953	1954	1955	1956	1957	1958	1959
年发表文献	1	1	2	3	6	0	6	4	6	2
年 份	1960	1961	1962	1963	1964	1965	1966	1967	1968	1969
年发表文献	7	3	5	7	8	21	32	29	48	48
年 份	1970	1971	1972	1973	1974	1975	1976	1977	1978	1979
年发表文献	60	57	75	128	130	110	177	135	200	190
年 份	1980	1981	1982	1983	1984	1985	1986			
年发表文献	195	225	220	270	315	270	840			

在 IRAS 之后，人们愈来愈认识到了对一些关键的天体物理学研究的课题，例如恒星及其行星系统的形成，星系的早期演化，类星体的形成，元素的演化和宇宙背景辐射研究领域红外天文观测的重要意义。所以，在 80 年代提出了一批重要的地面和空间观测设备计划中，红外天文所占的比重愈来愈大。

2. 红外天文学观测为什么变得如此重要

首先，我们回顾一下红外天文观测的长处或它的特点。

1. 宇宙中相当多的源是热辐射源。对于温度为 3 000K 的低温晚型星直到 3K 宇宙背景辐射其辐射峰值均处于红外波段。所以红外波段的观测是对宇宙中低温物质深测的最好手段。它们包括了星系（银河系亦在其中）中的星际物质的研究，而星际物质是恒星形成的原料。同样星周物质包括原始行星云也常处于低温状态，它们吸收了中心星的紫外或可见光子，再在红外波段向外辐射。又例如对于质量小于 $0.08M_{\odot}$ 的天体，即所谓的棕矮星，它

们的核心不能产生热核反应，所以对它们搜索的任务也落在红外天文的肩上。

2. 尘埃物质的消光一般来说与波长成正比，所以红外波段的消光，尤其是远红外远比可见区来得小。在可见区被严重消光而无法观测的天体，在红外区域常可以观测到。例如银河系中心，由于被稠密的尘埃所包围，在可见区的消光大于 27 个星等，实际上是不可见的。但在红外波段，人们可以揭示其真面目。类似的情况也适用于一些深埋于分子/尘埃云中的刚形成的年青星，也只能通过红外波段的观测才能知道它们的庐山真面目。

3. 宇宙中有相当部分的物质是以分子的形式存在。由于分子的转动/振动能级差都很小，所以它们的发射谱线大多在红外波段。所以对于分子状态的物质探测也是红外天文观测的重要内容。这其中包括了最简单的氢分子到极为复杂的碳氢化合物等有机分子。人们也试图通过对它们的研究来了解宇宙的生命起源。

4. 星系中的恒星成分，其辐射主要在光学波段。所以将不是红外天文观测之所长。但是对于早期形成的星系，其红移很大。若 $z \geq 5$ 时，那么其恒星辐射将主要落到红外波段。所以对于星系的早期演化的研究也将是红外天文的任务。虽然，目前我们尚未探测到 $z \geq 5$ 的河外天体。

考虑到上述特点，红外天文研究将在如下一些领域起着关键作用。

1. 恒星形成。恒星由低温的分子/尘埃云凝聚而形成的观点已被普遍接受。从分子/尘埃云，它们之中开始有一些凝聚中心，形成原恒星，直到其核心热核反应点火为止。它几乎都是在稠密的分子/尘埃云之中，而且大部分时间其核心温度尚很低，所以研究恒星形成的物理过程是红外天文学和毫米波/亚毫米波天文学的任务。甚至在进入主序后，在一段时间内，有一些天体尚停留在产生它的分子/尘埃云之中。巨大的光学波段的消光使得对它们的了解也只能根据红外观测的结果。直到它的星风将分子/尘埃云

的遗迹吹开为止。

红外波段对于星系的观测发现了一批星系中存在着超常的红外辐射，或存在着大量的尘埃。而这些星系的其他观测表明它们具有大规模的恒星形成过程。这些星系目前称之为星暴星系 (Starburst galaxies)。令人注意的是这些星系很多都是相互作用星系，所以星系规模的恒星形成过程和环境的影响是目前研究恒星的形成的另外一个热点，而红外天文学在这一领域的研究中则起着重要作用。

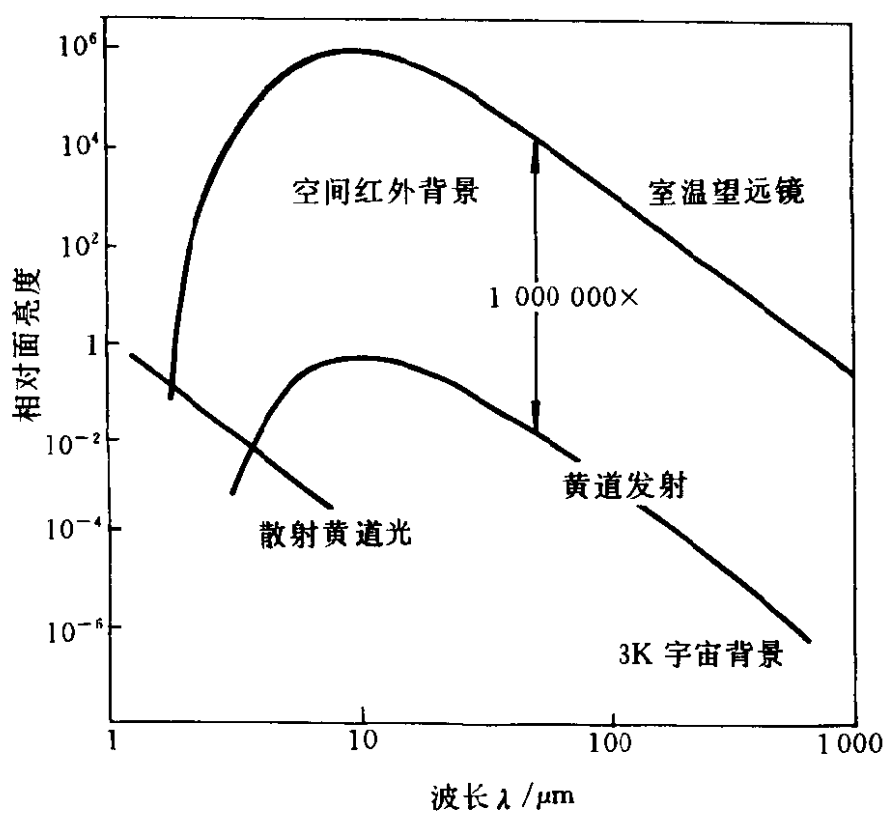


图 12-1 红外背景辐射对于红外天文观测的限制

2. 行星系统的形成. 太阳系内行星的形成或它们的起源，包括我们的地球在内，是人们长期企求解决的课题。正如上面我们已经提到过的，IRAS 发现了一批正常的主序星具有红外色余。而这些辐射是来自盘状的大颗粒的尘埃物质。人们认为它们极可能是原始行星云，后续观测也支持了这一观点。所以，对太阳系内行星（包括我们地球）起源的研究，将不仅依靠对于太阳系内天

体的观测. 对于这些具有原始行星云的观测将大大地帮助我们去解决这一难题.

当然, 对于太阳系的起源和演化则将主要通过太阳系内天体的观测来了解. 它们的化学组成, 尤其是被认为是原始太阳云遗迹的彗星的研究将有助于这一问题的解决. 而相当部分则要通过红外观测才能了解它们的化学组成, 因为它们处于分子状态, 温度也较低.

3. 一种处于恒星和行星的质量之间的天体, 即 $0.001M_{\odot} \leq M \leq 0.08M_{\odot}$ 的天体, 我们称之为褐矮星 (Brown Dwarf). 由于它的质量小于 $0.08M_{\odot}$, 按恒星演化理论, 它的核心将不能达到热核反应的点火温度. 但是它由于势能转化的热和一些原子反应所产生的能量, 使它最高能达到 $\sim 3\,000\text{K}$ 的温度. 这种星的发现和研究将是对目前恒星演化理论的一个重要检验, 也是对银河系 (和其它河外星系) 结构研究的重要内容. 大家都知道目前从动力学估计所得到的银河系质量比恒星和星际物质所估计的为大. 褐矮星的存在可能部分地解决这一矛盾.

4. 元素的演化. 根据近代恒星演化的理论, 恒星从诞生到死亡过程, 也就是轻元素向重元素演化的过程. 恒星是元素合成的工厂. 上面我们已经提到恒星是弥散的星际物质凝聚产生的. 在恒星演化晚期, 它们有大规模的质量流失. 而这些流失的质量中重元素的比重已比产生这一恒星的星际物质来得多. 亦即核心中所产生的重元素通过质量流失又重新变为星际物质, 但这第二代星际物质包含了更多的重元素. 质量流失过程的研究主要又是红外天文的任务. 因为大规模质量流失的恒星都有一稠密的星周云, 我们已经不能见到它们的核星, 而只能从红外波段探测到它们的星周尘埃包层. 当然, 对于比铁族更重的元素合成只有通过超新星爆发才能产生, 它将不是上述所述的那种平稳的质量流失过程.

5. 60 年代的类星体的发现之令人惊奇的是它的巨大的发射

功率. 而 IRAS 发现的红外超亮的 IRAS 星系, 其光度达 $10^{12}L_{\odot}$, 它和类星体的光度为同一量级. 它们和类星体在演化上有什么联系是目前人们所关注的重大课题. 目前较流行的看法是: IRAS 超亮星系是两个星系相互吞噬的结果, 而生成的高发射率的核和围绕着它的稠密的尘埃包层形成了 IRAS 超亮星系, 当尘埃包层被吹散后 (光压的作用), 核心裸露就成为普通的类星体.

一个更大胆的想法是所有 AGN 均有同一性质, 它是一个高发射功率的核和一个环带或盘状的尘埃/气体包层. 不同的表现形式例如 QSO, Seyfert 星系, BL Lac 和射电星系都是由于盘的不同倾角产生的. 当然, 要证实这一设想, 要有用包括红外波段在内的多波段的联合观测来检验.

最后, 我们想指出的是在电磁波谱中尚存在着一块“未被开垦的处女地”, 亦即远红外或亚毫米波段未被充分地观测, 从 $30\mu\text{m}$ 到 1mm 的这一波段由于大气的限制, 我们难以在地面上作观测 (对于 $350\mu\text{m}$ 附近和大于 0.8mm 的部分, 在一些较高的山区天文台, 可以作一些观测). 又由于它是处于红外 (热和光子探测) 和射电 (外差) 探测方法之间, 两种探测手段目前均不是很理想, 从探测器和元件等一系列技术上均有待于进一步发展. 它对于了解低温天体, 星际分子物质有着重大意义. 这一波段对天文学研究的作用尚不十分清楚.

3. 面向 90 年代的红外天文学

红外天文学既然在一些关键的天体物理学课题中占有如此重要的地位, 人们可以期望有 80 年代飞跃发展的基础上, 90 年代在大的高质量的红外/光学望远镜建造方面, 以及从空中到大气外的观测手段方面将有一个质的飞跃, 在这些基础上的红外观测将成为探索宇宙奥秘的不可缺少的工具. 所以以 John, Bahcall N 为首的美国天文与天体物理调查委员会在他们关于下一个 10 年美国优先支持项目的研究报告中, 把 90 年代称之为“红外的年代”.

首先是红外器件的发展. 单元器件, 例如 InSb 光电探测器近十年来其 D^* (探测率) 几乎提高了一个量级. 更重要的是近年来红外成像器件已进入实用阶段. 无论是它的测光性能和像素数都已充分地发挥出它的优越性. 红外成像器件对于红外天文发展的重要性比光学 CCD 对光学天文观测更显重要. 因为在光学 CCD 投入应用之前, 底片虽然由于灵敏度低和非线性等缺陷, 但它毕竟可以很好的与望远镜或光谱仪相匹配得到几乎任意多个像素的天体像或光谱. 但是红外波段则只有单元器件, 要得到一维的光谱像或二维的天体像, 我们只有通过光谱扫描或望远镜对天区扫描来实现. 所以我们很难得到一幅深空的高分辨率的天体红外像或得到暗天体的红外光谱. 而红外成像器件的投入实用例如 256×256 IR-阵列器件将使得红外成像观测的效率提高近 10^5 倍! 使得高空间分辨率的红外深空的观测成为可能. 红外阵列器件的发展曾经历过一个困难的过程, 由于其光敏探测材料和电荷转移材料不能很好兼容, 使工艺变得非常复杂, 限制了集成度的提高和读出噪声的降低. 但在 80 年代末, 红外阵列生产技术取得了突破, 无论是以 InSb 还是以 HgCdTe 为光敏材料的器件, 其规模均已达到 256×256 . 这样规模的红外照相机已投入使用. 集成度更大的 512×512 的器件也正在试制之中. 另一类近红外探测器 Pt-Si, 其集成度已达 1024×1024 . 虽然其量子探测效率略低, 但前景仍诱人. 这些器件的读出噪声也已被降低到几十个电子的数量级, 所以无论在集成度还是读出噪声方面, 均向光学 CCD 看齐.

其次, 红外观测受到了地球上大气吸收 (在近红外外还有地球大气的发射) 的限制. 但是近来除了以卫星做为观测平台外, 飞机, 气球和火箭观测平台都继续在工作. 当然, 一批干燥的高山天文台为更节省和更有效的红外观测提供可能, 例如位于 Hawaii 的 Mauna Kua. 当然, 它们仍然受到地球大气的限制. 但是观测条件已大大改善.

最后, 我们想提到的是在红外波段的观测其空间分辨率与光

学波段一样在地面仍然受到大气湍流的限制. 但目前主动光学和自适应光学已投入实用性观测. 尤其是后者已经使得分辨率达到了衍射极限, 所以使得我们可以得到高空间分辨率的像, 这对于研究恒星形成区, AGN 等都是非常吸引人的. 当然, 我们也应提到红外光干涉技术, 它可以达到很高的分辨率. 但是, 在 90 年代它要进入实用阶段似乎还有困难.

4. 西方国家 90 年代红外天文的发展计划

A. 美国的计划

美国在红外天文方面的发展计划 (根据 Bachcall 报告中的红外部分) 实际上包括两部分. 第一部分是“纯”红外天文的计划, 而第二部分是地面光学/红外望远镜发展计划. 我们下面分别叙述.

在表 3 中我们给出了美国在 90 年代红外天文的发展计划.

表 3 美国 90 年代红外天文发展计划

计划项目	名 称	优先级	实 行 时 间		总 投 资
			计划开始	开始运行	
空 间 计 划					
大 项	SIRTF	1	1993	1999	$\$1.3 \times 10^9$
中 项	SOFIA	1	1992	1997	$\$0.23 \times 10^9$
中 项	SMMM	2	1995	1999	$\$0.125 \times 10^9$
小 项	实验室发展	1	1991		$\$8 \times 10^6$
地 面 计 划					
大 项	8mIRO	1	1993	1998	$\$80 \times 10^6$
中 项	探测器/仪器	1	1992	1993	$\$50 \times 10^5$
小 项	2MASS	1	1992	1993	$\$5 \times 10^6$

下面我们对这些项目作一些简单介绍.

1. SIRIF (Space Infrared Telescope Facility).

它是美国四大空间望远镜之一（其它三个分别是哈勃空间望远镜 HST, γ 射线天文台 Compton GRO 和高级 X 射线天体物理观测设备 AXAF）。

在远地轨道（ 10^5km ，它可以避开地球辐射，这是与 IRAS 和欧洲将发射的 ISO 不同的）上的卫星将装有一个 0.9m 口径的液氮致冷的望远镜。如图 2 中，我们给出了空间的红外背景。从中可以看到致冷望远镜的重要性，否则它的室温的背景辐射将是地球外层空间（那里只剩下黄道光的辐射）辐射的 10^6 倍。SIRTF 将工作于 $1.8\mu\text{m}\sim 1\,200\mu\text{m}$ 波长范围上。这一耗资达 13 亿美元的观测设备将装备有 $R=100$ 的低分辨率光谱仪， $R=2\,000$ 的高分辨率光谱仪，一个宽带成像系统和光度计系统。在图 12.2 中给出了它可探测到的不同类型的天体的极限。它的灵敏度将比现有设备提高 $\sim 10^3$ 倍。SIRTF 可以连续工作 5 年，预期 1999 年发射。原则上它只对美国天文学家开放，因为它是美国独资的装备。

SIRTF 预定的科学目标是：1. 早期星系的研究。对于较大质量的恒星，在形成后 10^7 年将变为红巨星（或红超巨星）。此时，它的辐射峰值将在 $1.6\mu\text{m}$ 附近。SIRTF 将去搜索一批红外星系，它们的 $z=5$ ，亦即它们只有宇宙年龄的 10%，而由于红移的原因，它们辐射的峰值将处于 $10\mu\text{m}$ 附近。SIRTF 的低分辨率光谱仪将可以完成此项工作。这项研究将可以回答星爆星系的绝对和相对数量随宇宙年龄的变化和被尘埃包围的类星体（IRAS 超亮星系）随宇宙年龄的演化过程等问题。图 12.2a 中给出了 SZRTF 探测 $z=5$ 的天体的可能性。2. 褐矮星的质量在木星和 $0.08M_{\odot}$ 之间。它的能量不是由热核反应所提供，而是由重力收缩转变而辐射出去。SIRTF 将可在 Taurus 云中探测到年龄小于 10^7 年、质量为 $10\sim 30M_{\text{木星}}$ 的褐矮星。当然，对邻近的星团，SIRTF 可以探测到邻近恒星的暗伴星和例如在 $\beta\text{ Pic}$ 所观测到的原行星云。在图 12.2b 中给出了 SIRTF 观测太阳系天体的可能性。

2. SOFIA (Stratospheric Observatory For Infrared As-

tronomy), 这是联邦德国与美国合作的项目.

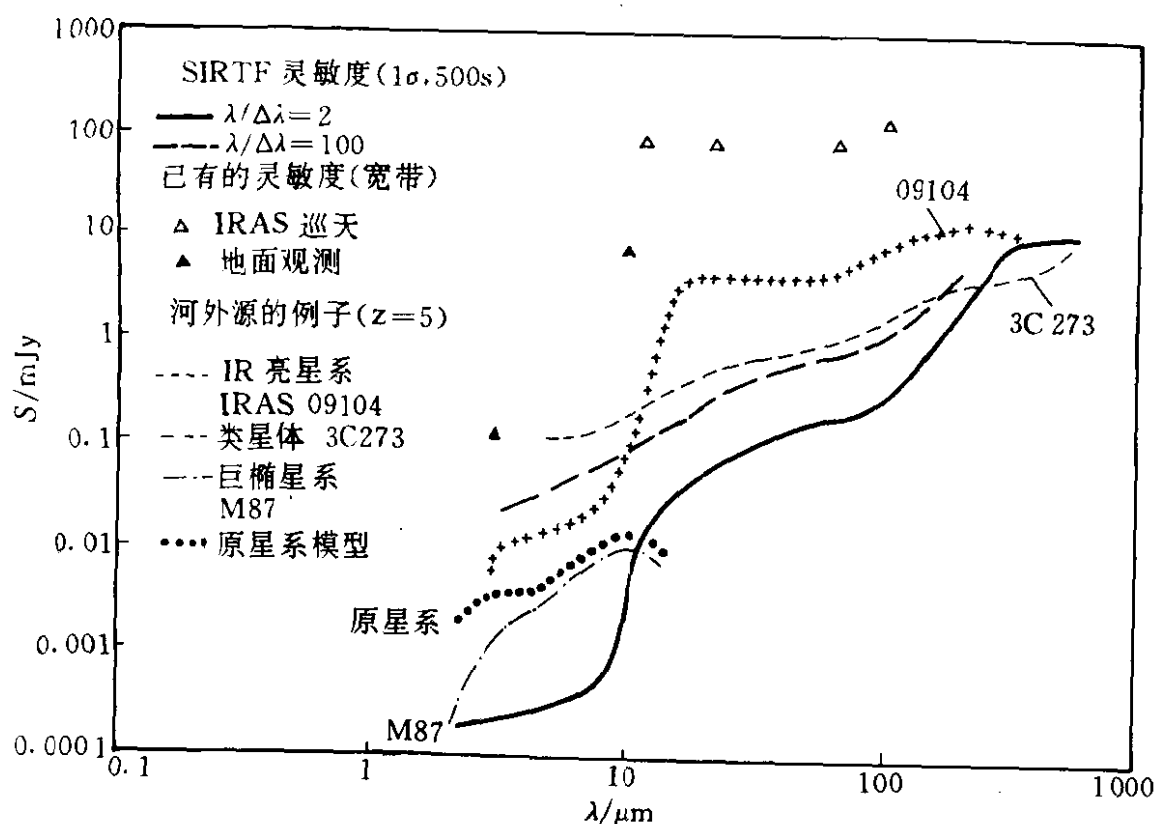


图 12.2a SIRTIF 观测河外源的灵敏度, 以 $z=5$ 为例的
不同类型的河外源

SOFIA 是一个机载的平流层红外观测台. 在介绍 SOFIA 以前我们必须介绍一下 KAO (Kuiper Astronomical Observatory). 这也是一架机载的平流层红外天文台. 它将一架口径为 90cm 的红外望远镜装在 C-141 飞机上, 飞行高度在 12 000m 以上, 它避开了 99% 的地球大气 (主要是在对流层) 中的水汽和 CO_2 等吸收. 大大地扩展了可观测的红外波段. 虽然维持一架飞机并在其上观测花费颇多. 但它与卫星计划相比还是廉价得多, 与气球计划相比飞行成功率高得多. 所以从 1974 年 KAO 投入正常工作以来取得了很大的成功, 取得了许多地面上不能取得的有关波段的观测资料. 例如发现了银心有一个由气体和尘埃组成的环面 (TORUS) 围绕着. 它在彗星上首次观测到水分子; 并首次估计了 LMC 中 1987A 超新星中 Fe, Co 和 Ni 等重元素的含量. 但是经过 20 年的飞行后 KAO 需

要更新. 另外, 它的望远镜口径小, 附属仪器已变陈旧. 例如它只能观测小部分 IRAS 源. 为此美国和联邦德国将合资 2 亿 3 千万美元发展一架新一代的机载红外天文台 (SOFIA).

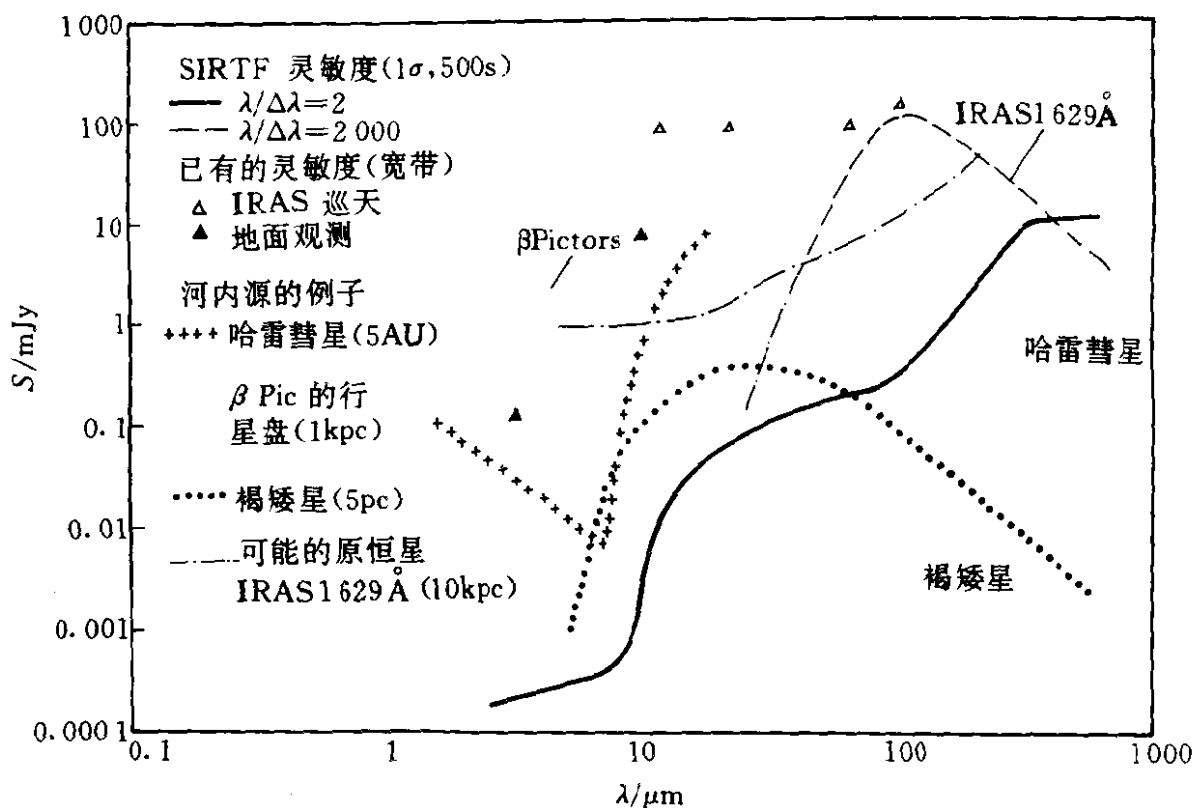


图 12.2b SIRTIF 观测银河系内源的灵敏度

SOFIA 将由一架 Boing 747 飞机改装. 其上将装一架口径为 2.5m 的红外望远镜. 它的飞行高度将与 KAO 相同. 预期 SOFIA 将可探测到所有 IRAS 源. 它的优点在于它可以在接近空间的条件下经常地飞行获取观测资料, 它也可实时快速地根据需要更换附属设备, 改变观测计划. SOFIA 将在整个红外波段, 接纳尽可能多的先进的附属设备, 并可以随时换代, 整个 SOFIA 计划在 1992 年财政年度开始, 预期 1997 年可以开始观测.

SOFIA 将可以作直到衍射极限空间分辨率 ($30\mu\text{m}$ 及更长波段) 的成像观测和 $1\sim 1000\mu\text{m}$ 整个红外光谱区的高分辨率光谱观测. 它可以开展行星大气、彗星和星际尘埃的化学组成、结构和动力学过程的研究, 开展在邻近分子云中恒星的初始光度函数、原

恒星的物质吸积和外流过程、星爆星系和 AGN 星系中的红外亮源的本质等研究工作。

SOFIA 的远红外成像观测由于具有高空间分辨率，使我们可以探测到邻近星系核中所埋的亮源的本质和分布。当然，我们银河系本身的核就是一个很好的研究对象。SOFIA 的远红外偏振和光谱观测将得到围绕着银心的 $2\sim 10\text{pc}$ 的气体 and 尘埃环的磁场分布图和气体动力学过程。很有可能旋臂物质将通过磁吸积盘进入银心。

原恒星的光度一般是集中在 $30\sim 300\mu\text{m}$ (如图 12.3 所示) 波长范围，所以只有远红外观测才能真正得到它们的测热光度。SOFIA 可以探测 500pc 以内的光度大于 $0.1L_{\odot}$ 的原恒星。SOFIA 的高空间分辨率使我们可以研究邻近恒星形成区内与太阳同一量级和比它小的恒星质量的光度函数。高分辨率的空间分布图和各个原恒星的发射线可以确定原恒星周围的尘埃和气体分布和动力学过程。可以测量吸积激波光谱和小质量恒星有无吸收和外流的明确结论。

SOFIA 上的高分辨率光谱仪将可以研究太阳系天体和星际物质的动力学过程和化学成份，它将可以探测到高级次的 CO , H_2 旋转谱线，以前由于分辨率低而往往互相混淆。

机载天文台还有一种重要的机遇是利用掩星来做行星大气的吸收记录，例如冥王星大气的结构。它可以了解外层太阳系化学过程，而这是对比其它太阳系和我们的太阳系的化学过程的一个重要数据。

3. IRO (Infrared Optimized 8-meter diameter telescope on Mauna kea).

它将工作于 $1\sim 30\mu\text{m}$ 并置于优良的观测台址，使得在 $2.2\mu\text{m}$ 可以得到 $0.07''$ 的空间分辨率。IRO 将所遇到技术难题将与 NOAO 所研制的 8m 光学/红外望远镜相同。只是它将专对红外做优化设计。为了减小来自望远镜本身的辐射，镜面将涂比铝发

射系数更小的涂层，例如银。

IRO 甚至可以得到比普通光学望远镜更好的空间分辨率，那么用它所得到的行星、卫星、彗星和小行星的像可以用来研究表面和大气的结构，监视温度变化例如 I_0 上的火山活动。

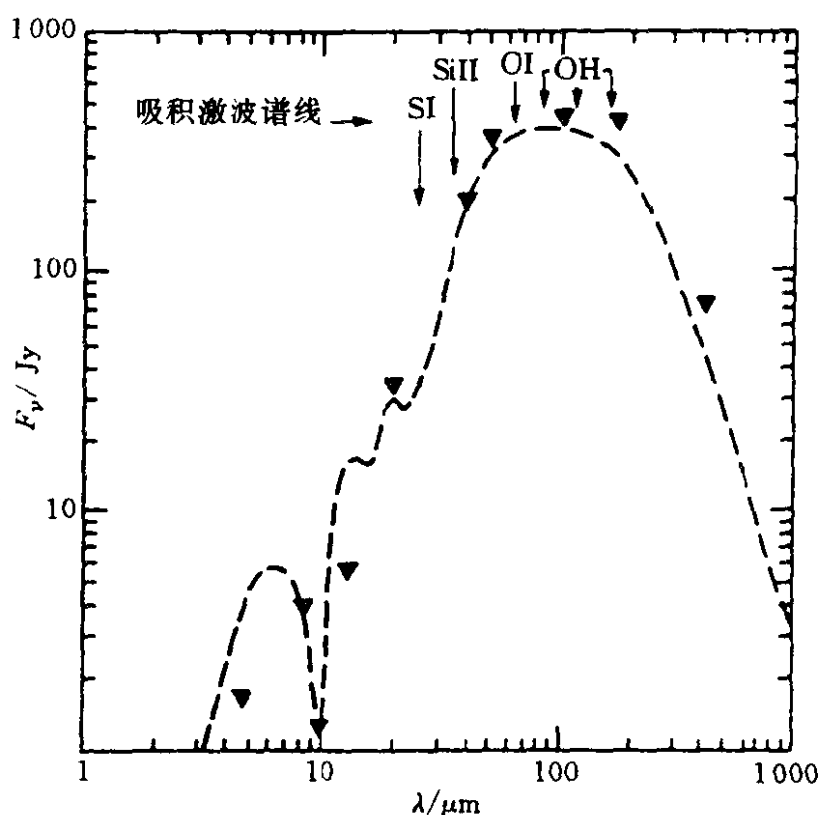


图 12.3 原恒星的能谱和吸积所产生的发射线

IRO 将对邻近的恒星形成区作红外成像观测并得到它们的光谱。这些资料将用来研究诸如邻近的 Taurus, Ophiuchus, Orion 和 NGC 2264 区的围绕年轻恒星的原行星云盘的结构、能量过程和化学组成。对上述恒星形成区可分辨到 10AU, 可能可以鉴别出原行星盘中的断裂带或凝聚区, 在那里行星开始形成。

IRO 也将用于测量我们银河系中心附近的上百颗恒星的三维（自行和视向速度）运动（精度可达 10km/s）。它将对银心是否存在黑洞作检验。IRO 有可能直接测出围绕着一个大质量天体的气体速度或测出从黑洞吸积盘的纵发射。

也可能 IRO 的最大的贡献将在于研究早期宇宙中首批形成

恒星的星系，它们是遥远的星系。模型计算表明红移超过 5 的星系其 K 星等将在 22~24 之间。IRO 的深空成像观测可以达到这一范围，而目前则只能达到 21.5m (5σ)。所以用 IRO 可以得到由 SIRTIF 所发现的这一类最遥远天体的红外像和红外谱，以确定它们的形态、红移、化学组成和电离态。

4. 2MASS (2 Micrometer All Sky Survey).

1969 年 Neugebauer 的 $2\mu\text{m}$ 巡天已过去了 20 余年，现在的红外探测技术已有了长足的进步。美国和欧洲已联手准备重作一个 $2\mu\text{m}$ 的全天巡天。它将用两个 1m 级的望远镜，分别置于南、北两半球（南天就用 ESO 的 1m 测光望远镜）。用两片 IR-阵列器件和一片光学 CCD 分别对 I ($0.80\mu\text{m}$)，J ($1.25\mu\text{m}$) 和 K ($2.2\mu\text{m}$) 作全天巡视。它将比 Neugebauer 的巡天灵敏 50 000 倍。预期 K 星等可以达到 14.5^m，J 达 16^m。空间分辨率将达 1.5"。计划已开始执行，预期在 3~4 年之内能全天完成。更令人对这一计划感兴趣的是它的资料释放政策；计划声称：让最广泛的天文界取得我们的资料是我们的目标。我们将向天文界在有限的时间内提供高质量的资料。在资料得到后，6~8 个月之内从 Leiden 和巴黎的数据中心发出。我们将在讨论我国 90 年代红外天文发展展望中着重讨论如何利用新的 $2\mu\text{m}$ 的巡天资料，并对它作更进一步的介绍。

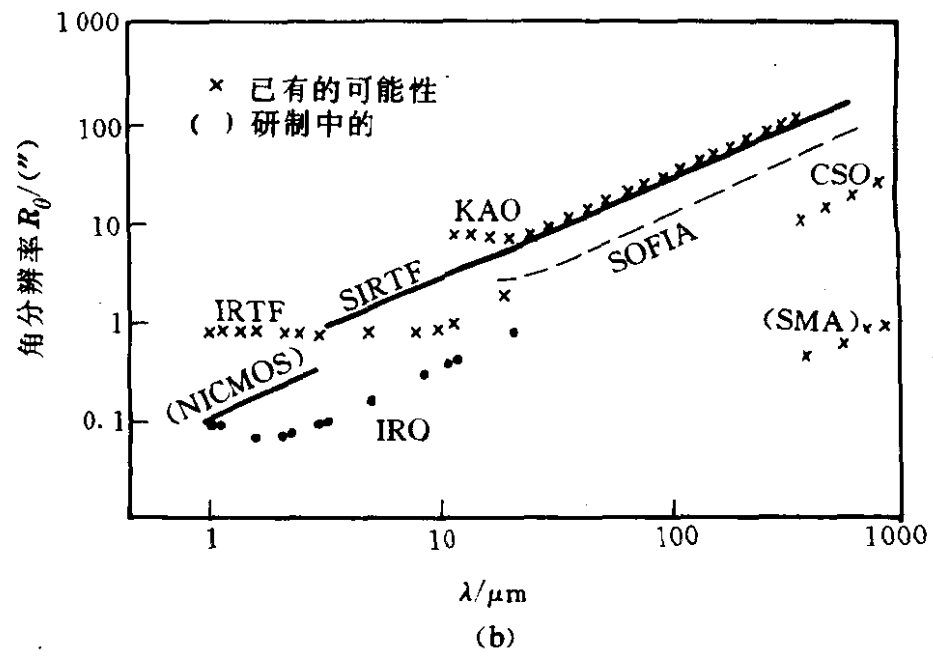
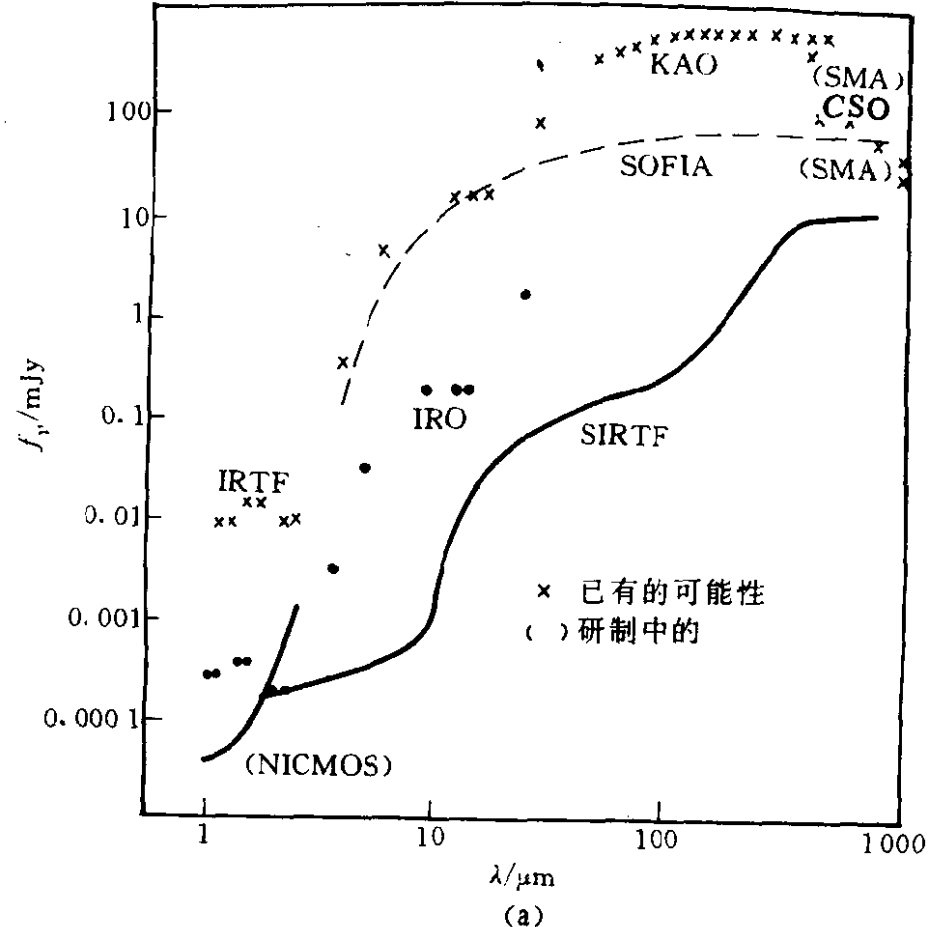
当然，美国的 90 年代计划中还包括了 IR-阵列器件。而对实验室发展计划和空间亚毫米波计划我们将不做详细介绍。

作为这一部分的结束，在图 12.4a, b, c 中我们分别给出目前已有的红外观测装备和 90 年代发展的观测设备在成像观测（或测光）时的探测极限、角分辨率和谱线探测极限流量。

作为对美国 90 年代红外天文发展计划的介绍，我们还应提到它的地面观测设备。这些设备都是和光学天文观测所共用的。在 90 年代将进行的地面光学/红外计划是：

1. 一对 8m 口径的望远镜，各置于南北半球。其中北半球的

一个将置于 Mauha Kea，它将是北半球威力最大的望远镜。它在红外波段可以提供衍射极限的红外像 ($\lambda \geq 1.6\mu\text{m}$ ，其极限为 $\sim 0.05''$)。望远镜设计时还将着重考虑降低望远镜本身辐射的影响。



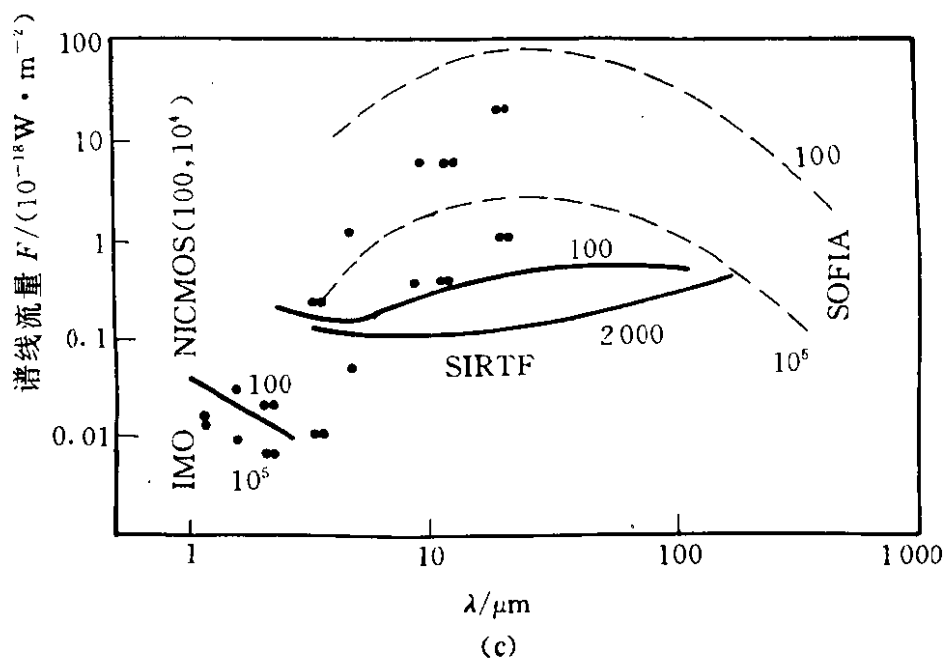


图 12.4 红外探测设备的探测能力

a) 流量 b) 角分辨率 c) 分光灵敏度

2. 支持发展高角分辨的光学/红外天文学的观测技术。这包括发展自适应光学技术；支持发展制造口径大于 30m 的超大自适应单镜面望远镜技术；支持发展光干涉阵技术和支持发展光学综合孔径技术，它的角分辨本领将至少是 8m 望远镜的 10 倍。

3. 支持红外阵列探测器的发展

B. 欧洲和日本的红外天文空间计划

欧洲没有一个统一的 90 年代的红外天文发展计划。根据目前知道的情况，它有三个计划与红外天文有关。

1. ISO (Infrared Space Observatory).

这是由 ESA (欧洲空间局) 负责的红外空间天文台。它是一个远地点为 70 000km，近地点为 1 000km 的椭圆轨道卫星。其目的是有 2/3 的时间使它在地球的辐射带外以避免红外探测器受辐射带内高能粒子的影响。在 ISO 上装有一架口径为 60cm 的望远镜。整个望远镜、附属仪器和探测器都用液氮冷却到 1.8~7.5K。2 000L 液氮预期可使 ISO 工作 18 个月。ISO 被认为是 IRAS 的自

然延续. 它与 IRAS 相反, 主要将用做对选定源的成像, 光度, 偏振和光谱观测. 它有四个焦平面仪器可供选用, 分别是:

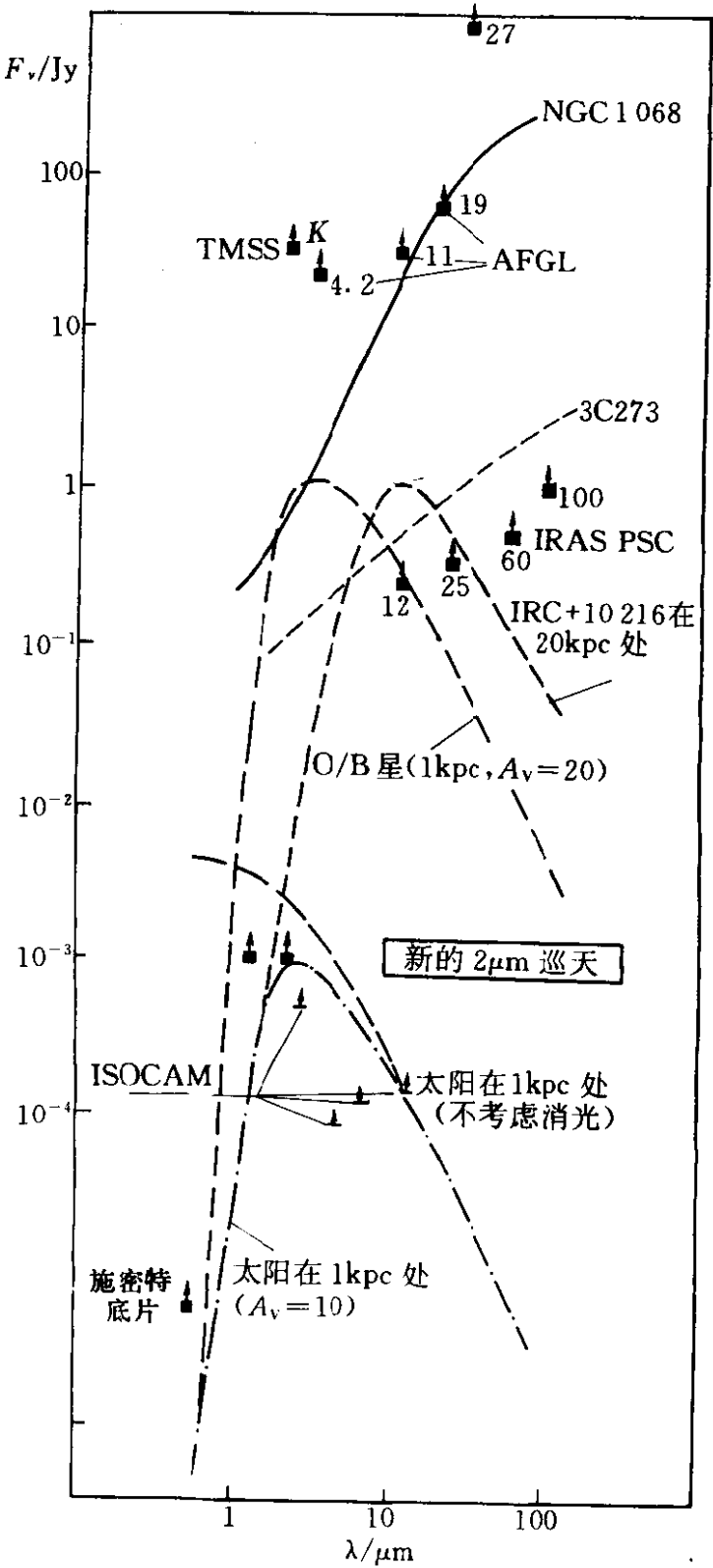


图 12.5 DENIS 的探测极限

表 4 ISO 四个仪器的基本参数

名称与功能	波 长	光谱分辨本领	空间分辨本领	仪器基本情况	负 责 人
ISOCAM 照相与偏振	3~17 μ m	宽 带	每个像素	有两个通道 1. 32 \times 32InSbCID	C. Cesarsky Saclay (法 国)
		窄 带 CVF	1", 3"6"和 12"	3~5 μ m 2. 32 \times 32Si: Ga 5~17 μ m 多路读出	
ISOPHOT 图象与偏振	3~200 μ m	宽带窄带 NIR 光栅 光谱 R~100	从衍射极限 到宽束	4 个子系统 P 多带多光栏测光 与偏振 3~30 μ m C 远红外照相机 30~200 μ m S 光谱计 3~16 μ m A 图像阵列器件 三个波段 4~22 μ m Si: In (32) 4.2 μ m Si: Ga (16) 11 μ m Si: P (8) 22 μ m	D. Lemke Heidelberg (德 国)
SWS 短波长光谱	3~45 μ m	R=1000 对整个波长 R=3 \times 10 ⁴ 在 15~30 μ m	14"~20"	二个光栅光谱仪和 二个 F-P 干涉仪	Th. de GRAA VV Groningen (荷 兰)
LWS 长波光谱仪	45~180 μ m	R=200 和 R=10 ⁴ 对整个波长	1.65'	一个光栅光谱仪 和二个 F-P 干涉仪	P. Clegg London (英 国)

a. ISOCAM 主要用在 $2.5\sim 17\mu\text{m}$ 之间的不同波段的直接成像和偏振观测. 滤光片包括了宽带, 窄带和 CVF 三种. 有两组 32×32 像素的红外探测器可以同时工作. 像素所对应的天区尺度可以从 $1.5''$, $3.6''$ 和 $12''$ 三种选择. ISO 可以用来研究广泛的天体物理课题, 例如原行星云的搜索, 星周云的结构, 形成小质量恒星的暗物质的搜索, PAH 的研究, 最小质量恒星的搜索, 相互作用的星爆星系的成像观测和高红移星系的发现.

b. ISOPHOT 主要用于 $2.5\sim 250\mu\text{m}$ 之间的两维测光和偏振观测. 用宽带或窄带滤光片以及 $R\sim 90$ 的近红外光栅光谱仪分割波段. 空间分辨率也可从衍射分辨率到宽束可调. 它包括了三个系统: 多色多孔径测光/偏振系统, 远红外 ($30\sim 200\mu\text{m}$) 照相机和 $2.5\sim 12\mu\text{m}$ 的分光光度计. 它将用于太阳系天体, 例如激发前的远离太阳的彗星、不可见物质直到遥远星系的成像/偏振观测, 亦可用来研究星际尘埃的起源、组成和分布、小质量恒星的形成和原行星云的搜索, 也将用于研究相互作用星系、星爆星系和 AGN.

c. SWS 这是一个工作于 $2.5\sim 45\mu\text{m}$ 波段的短波光谱仪. 空间分辨率可以为 $7.5''\times 20''$ 和 $12''\times 30''$, 最高的光谱分辨率可达 2×10^4 . 其主要目的是观测在这一光谱区域内的原子、分子和离子谱线或弥漫的特征. 主要用来研究光学不可见的星际尘埃. 它高的光谱分辨率使我们可以研究从行星大气到星系核的运动过程. 其灵敏度使我们可以观测 Virgo 星系团外的河外星系的谱线. 特别是可以直接观测到星际介质中处于基态的 H_2 .

d. LWS 长波光谱仪. 它主要工作于 $45\sim 180\mu\text{m}$, 其空间分辨率为 $1.65''$. 光谱分辨率为 $100\sim 200$, 但加上 F-P 干涉其它可到 $10\,000$. 这一光谱波段正是星际介质和原恒星云辐射的峰值. 它包括了两部分辐射即黑体的连续谱和原子、分子及离子的分裂谱线. 由于能级差很小, 所以在气体的运动温度下, 它很容易激发, 而这些反映了物质的温度或电离状态. 它是研究冷的星际物质的合

用的仪器，可用来研究恒星形成和演化，星际介质的动力学和物理特征，恒星和星际介质的整体作用过程，以及确定星系特征和结构的相互作用过程。

ISO 原定 1992 年发射，由于技术困难而推迟发射。

2. $2\mu\text{m}$ 全天巡天。这是与美国合作的项目。

3. ESO VLT ESO 正在研制中的 $4\times 8\text{m}$ 望远镜是红外和光学兼容的。它将用来作红外干涉测量，并将有一个折轴近红外照相机和一个红外光谱/阵列照相机投入工作。

日本在 90 年代天文学发展计划也将有两项计划与红外天文有关。

1. IRTS (Infrared Telescope in Space) 这是一个 15cm 的液氮致冷的望远镜，安装在八角形的空间飞行平台 (SFU) 上，占据平台的 $1/8$ 位置。SFU 将由日本的 H II 火箭发射到近轨道上，大约 1 个月以后，由美国的航天飞机加以回收，原计划于 94 年初发射，现由于 H II 火箭的技术问题将推迟 1 年。

IRTS 的焦平面共有四个仪器，它们分别是：

1) 近红外光谱仪 (NIRS)，波长覆盖范围为 $1.2\sim 4.1\mu\text{m}$ ，光谱分辨本领为 $0.15\mu\text{m}$ ，用 InSb 阵列探测器，主要用于研究宇宙背景和星系；

2) 中红外光谱仪 (MIRS)，波长范围 $5\sim 13.5\mu\text{m}$ ，分辨本领 $0.26\mu\text{m}$ ，使用 Si: Ga 阵列期间。主要观测对象为星际尘埃，气体和黄道光等；

3) 远红外谱线成像 (FILP)，工作波长为 $63.2\mu\text{m}$ (OI) 和 $157.7\mu\text{m}$ (C II)， $\lambda/\Delta\lambda\sim 430$ ，使用 Ge: Ga 器件，主要用于研究星际气体；

4) 远红外光度计 (FIRP)，工作波长 $60\sim 1000\mu\text{m}$ ， $\lambda/\Delta\lambda\sim 0.4$ ，使用 7 个 He 冷却的 Bolometer 作探测器，主要用来研究远红外的宇宙背景辐射和红外卷云等，IRTS 望远镜本身和探测器将被冷却到液氮以下的温度。100L 液氮支持仪器在空间工作 3 周。

表 5 IRTS 的焦平面仪器

仪 器	近红外光谱仪 NIRS	中红外光谱仪 MIRS	远红外谱线图像 FILP	远红外光度计 FIRP
光学仪器	光栅光谱仪	光栅光谱仪	光栅光谱仪	多带光度计
波长范围 (μm)	1.2~4.1	5~13.5	63.2 (OI) 157.7 (CI)	60~1000
光谱分辨率	0.15 μm	0.26 μm	$\lambda/\Delta\lambda\sim 400$	$\lambda/\Delta\lambda\sim 0.4$
束尺寸	0.14°×0.14°	0.14°×0.14°	0.15°×0.3°	0.5°
探测器	InSb 阵	Si: Ga 阵	Ge: Ga×4	He Bolometer×7
主要观测对象	宇宙背景 星系 尘埃 气体、尘埃 黄道光 星际气体			宇宙背景 红外 卷云

2. JNLT (Japan National Large Telescope) 这是一个 8m 级的光学/红外望远镜计划, 将被安装于 Maune Kea. 预计在本世纪末投入运行. 此计划已带动了一大批技术课题, 除与望远镜本身有关的以外, 大量课题与各种接收设备有关, 其中有一个主焦红外照相机课题, 打算用 30 余片 1 024×1 024 的 PtSi IRCCD 来组成主焦近红外照相机, 其视场将覆盖 200 多平方角分.

5. 我国红外天文学的发展展望

80 年代是我国的红外天文学发展是重要的 10 年. 在这 10 年中云南天文台与北京师范大学合作发展了我国第一架红外光度计, 并利用云南台的 1m 望远镜开始了红外天文观测. 在一些天文学家倡议下, 南京天文仪器厂为北京天文台研制了口径为 1.26m 的红外望远镜. 北京天文台还为它配备了近红外光度计和 CVF 低分辨率光谱仪, 以及为便利观测的望远镜控制系统和数据处理系统. 目前它是属于光学天文联合实验室的一架常规开放望远镜, 国内外的天文学家利用它开展了恒星形成区和演化晚期恒星的研究. 上海天文台和紫金山天文台还尝试利用气球作远红外的观测. 在北京师范大学和北京大学也有小组主要利用红外天文观测设备开展恒星形成区和演化晚期恒星的研究.

尤其应该提到的是国内各研究单位还充分利用 IRAS 所释放

的资料做出了一些重要的结果. 北京师范大学还有一专设的IRAS数据中心. 除了从事银河系内源的研究外, 主要还从事IRAS星系的研究. 包括IRAS星系的证认、形态分析以及它们与环境, 例如相互作用星系的关系等.

进入90年代后, 面临国际上红外天文学将进入天体物理研究的中央舞台, 我国的红外天文学应该如何发展是一项值得认真讨论的问题. 正如上面已经提到的: 1. 我国已经有一支从事红外天文研究的队伍, 他们研究的课题涉及到IRAS星系, 恒星早期演化和晚期演化等红外天文研究的主要领域. 他们和国际主要从事红外天文研究的小组有着良好的合作关系. 2. 我国已经奠定了红外天文观测的技术基础, 从望远镜的设计到观测资料处理软件的编制, 并且已经尝试了开展球载红外观测 (它包括了望远镜遥控和信号的遥测技术). 所以, 这样一支从事天文和从事技术的队伍有可能承受这一严重的国际挑战. 除此之外, 为发展红外天文研究, 我们还有相近领域的支持. 应提到的是: 1. 毫米波观测设备在国内开始投入工作, 即紫金山天文台青海德令哈的13.7m毫米波望远镜的13mm接收机已投入运行, 3mm (将包括2.6mm CO ($J=1-0$) 的热分子谱线) 接收机将投入运行. 毫米波段分子谱线的观测也同样是研究恒星形成区和演化晚期恒星的重要波段. 当然, 目前毫米波天文学在星系的研究, 尤其是IRAS星系 (相互作用星系或/和星暴星系) 等研究方面也有突破性进展, 而我国在这方面也有了一支队伍和一定的观测设备基础. 2. 我国自适应光学技术的进展. 成都光电技术所在自适应光学天文应用领域是处在国际领先地位的. 目前它的21单元的波前改正系统已成功地用于光学成像观测, 得到了由衍射极限所限制的空间分辨率.

那么, 90年代在有限的资金的条件下, 我们在红外天文领域可以做出什么呢?

我们的建议是:

1. 建造一架4m级的光学/红外望远镜. 它应在高分辨率光

学/红外成像观测和红外光谱/测光方面有所加强.

2. 充分利用国外的设备或国外将释放的资料, 例如 $2\mu\text{m}$ 巡天的资料, 作有关资料分析及后随 (follow-up) 观测.

3. 引入 IR-阵列器件技术, 并开展红外偏振成像观测.

下面我们将对上述建议逐一介绍.

1. 建造一架口径为 4m 级的光学/红外望远镜.

A. 首先, 我们综述一下一个 4m 级望远镜在天体物理研究中的地位, 尤其在国际上目前都在建造和计划建造 8m 以上级望远镜的时代.

地面光学和红外观测是进一步了解天体物理现象的中心, 它使由其它波段所发现的现象变成“已知”. 我们可以从其它波段的观测或更大口径或高空间分辨率的光学/红外观测 (通过空间或 8m 级口径的光学/红外望远镜) 去发现新现象和新天体. 对这些特殊的天体和现象, 8m 级的望远镜会花一定的时间去做新的进一步发现性的观测. 但是, 对它们的本质性的了解往往要通过对它们的较长期的观测, 或更多的同类性质源的统计性观测才能作出结论性意见. 而这样的观测往往不是最大口径的望远镜完成的, 而是落到第二级口径的望远镜身上. 那么 4m 级的望远镜在 90 年代一批 8m 级望远镜投入工作后具体可以做哪些工作呢? 美国提出了建造 4 具 4m 级的新一代望远镜, 下面是他们建议 4m 级望远镜可开展的课题.

a. 其它波段 (例如 IRAS, Einstein, ROSAT, CGRO, AXAF, ISO, SIRTf) 所发现的一些源的成像和光谱观测;

b. 一些变星, 例如类太阳恒星、表面和色球活动的监视的高色散、高 S/N 光谱观测;

c. 不同演化阶段的恒星通过长期的光谱作星震的观测, 去了解它们的内部结构;

d. 通过长期视向速度观测去搜索其它行星系统或褐矮星伴星;

e. 对河外星系中的超新星及 AGN 作系统的光谱和测光研究;

f. 确定 10^6 个星系的红移, 去确定直到 $z=0.1$ 的宇宙大尺度结构的研究.

当然, 我国这一建议中的 4m 级的望远镜将是我国天体物理研究的主要观测设备, 它将负担更重的任务. 我们在这里引用了美国的未来 4m 级望远镜的目的是想说明一具 4m 级的望远镜在 90 年代末期仍然能做前沿的工作, 甚至在美国.

B. 我们应赋予这一 4m 级望远镜一些全新的特点.

在 4m 级以上望远镜将超过 20 架之后, 我们的 4m 级望远镜应有它的一定特色, 使它能够在某些方面具有特点.

我们认为这是我国一架最大的望远镜, 所以不希望它只能为少数课题服务的非常专用型的望远镜. 其次考虑到迄今为止我们尚未在我国大陆上发现一个具有优良宁静度的台址, 而且我国大陆在太平洋的西海岸, 可能是难以找到象 Hawaii 或智利这种具有良好宁静度的台址. 但是在我国有众多高达 4 000m 的高山, 尤其在青藏高原. 那么我们可以选择一个高达 4 000m 的高山, 作为 4m 级望远镜的台址, 而这一望远镜除了开展光学波段的光谱和成像观测外, 更多的考虑红外观测的条件. 而考虑到地处高山, 将来维护人员的招募困难, 我们将要求它能遥控望远镜的运转和观测数据的测量. 当然, 要求所有 (除了主要镜架, 主镜等) 易损件均为积木化, 同时作 2~3 套, 那么可以在山下大城市维修而在观测地仅需装配. 这样做将得到的另一好处是为我们下一步的空间计划打下基础.

这一 4m 级的望远镜既然在高山远离城市, 那么它将避免了大气水汽的近红外吸收和城市灯光对可见区工作的污染.

我们希望这一架望远镜具有另一特点是充分利用我国现有的并将继续发展的自适应光学技术. 对于高空间分辨率 (红外和光学) 给予偏重. 若我们对于 $\lambda \geq 2\mu\text{m}$ 达到衍射极限分辨率亦即对

于 $\lambda=2.2\mu\text{m}$ 的分辨率达到 $0.14''$. 在 $\lambda=4.8\mu\text{m}$ 处可达 $0.30''$ 而等量区达 $1'$. 这样在银道面附近等晕区内将可以找到一颗亮于 15m 的星用于波前探测. 当然, 在高银纬区我们将很难得到这种机会, 除非我们的波前探测能达到 16m .

假如我们能真正达到近红外区衍射极限上的分辨率, 那么下列极有兴趣的课题将可以开展.

a. 利用近红外区的高空间分辨率观测和光谱观测确定星系形成时期的形态、恒星形成过程和化学组成;

b. 用近红外成像和红外光谱对银心的观测确定它的恒星成分和质量分布;

c. 对一些恒星形成区如 Orion 区作近红外成像观测确定恒星的形成率和初始质量分布函数;

d. 对太阳型恒星的观测确定原行星云的结构、矿物质成分和气体成分. 这一类天体的原行星云的直径估计为 100AU , 对最近的星它的角径将有 $0.7''$.

e. 获得大质量行星或亚恒星 (substellar) 的像和光谱. 对于年龄为 10^7 年的这类天体是光度极大时期, 它与主星的距离 (对近距恒星) 约为 $1''$;

f. 得到高分辨率的太阳系内恒星的光谱和成像观测, 研究它们表面的矿物质分布和大气结构.

C. 最后, 我们想提一下, 对这一望远镜的具体建议即, 去复制一个实践表明已经是成功设计的 ESO 3.5mNTT 望远镜 (意大利亦正在复制一架). 它将使我们少走技术上的弯路. 而我们把技术力量发挥到如何使它能成为遥控和遥测, 以及如何能在高山基本无人情况下运行和方便维护和提高望远镜的空间分辨率等方面的工作.

2. 充分利用国外设备和释放的资料.

国外的一些大型望远镜大多有 Survey 观测时间, 它们可以为非主权国的天文学家服务, 当然观测项目必须有很强的竞争力. 我

国的天文学家应尽量去参加这种竞争. 这将是发展我国天文学的一条捷径, 但必须有高素质的天文学家.

我们的一个比较现实的具体建议, 是准备好课题去充分利用 $2\mu\text{m}$ 巡天结果. 下面我们将先对 $2\mu\text{m}$ 巡天计划作一较详细介绍, 并提出一些我们利用它们的结果可作的研究工作和后随观测能够进行的工作.

A. $2\mu\text{m}$ 全天巡天计划 DENIS (Deep Near Infrared Survey)

美国和欧洲联合将对全天 (100%的天区) 作 I ($0.80\mu\text{m}$), J ($1.25\mu\text{m}$) 和 K ($2.2\mu\text{m}$) 的全天巡天观测. 计划用两具 1m 级的望远镜, 一块光学 $1024\times1024\text{CCD}$ 和两块 $256\times256\text{IR}$ -阵列器件化 3~4 年来完成这一巡天计划. 它的极限星等相对于 J、K 分别为 16 和 14.5, 或 1mJy . 在表 6 中我们给出它和以往所作的红外巡天计划的比较.

表 6 巡天计划比较

	TMSS	AFGL	IRAS	DENIS
完成年份	1969	1975	1985	1995(?)
波长(μm)	0.9, 2.2	4.2, 11, 19, 27	12, 25, 60, 100	0.8, 1.25, 2.2
源 数	5600	1980	1.6×10^5	$10^8(?)$
最暗源的星等	3.1	2.4	5.2	14.5
完备的极限星等	2.9	1.3	4.5	14
覆盖的天区	77%	78%	96%	100%

图 12.5 中给出了它可探测到的不同类型天体. 在表 7 中给出了可探测的距离.

预期 $2\mu\text{m}$ 巡天的结果将用点源表和天图形式给出, 对于后者, 它的空间分辨率对于 I 为 $1.5''$, 对于 J 和 K 将为 $3.0''$. 正如上面我们已经提到的 $2\mu\text{m}$ 巡天结果将以最快的速度向整个天文界释放, 如同 IRAS. 所以利用这些资料开展课题研究的竞争将是很激烈的. 下面我们介绍一下按科学小组提出的 $2\mu\text{m}$ 全天巡天的科学目的.

a. 小或非常小质量恒星: 红矮星和褐矮星的研究. 我们的银

河系中小质量恒星占的星数最多. 光度函数在小质量端从观测来说是确定得很不好的. 它的确定将大大有助于决定小质量恒星在星系的短缺质量中的贡献. 小质量恒星非常冷 (红矮星约为 3 000K, 褐矮星为 2 500~500K). 近红外巡天观测将是研究它们的空间分布的最佳手段, 尤其是它们的光度很低 ($10^{-9} \sim 10^{-8} L_{\odot}$), 所以要很大面积范围内去搜索它们以求获得更多的该类天体.

b. 演化后期的巨星和超巨星. 巨星和超巨星是演化晚期的恒星. 它们中相当一部分都有星周包层, 它由气体和尘埃组成, 尘埃吸收了中心星的光子再在红外区辐射, 而且通常的峰值在 $5\mu\text{m}$ 以上. IRAS 曾记录了大量的这类天体, 它们具有不同的特征, 即富碳的或富氧的. 但从 IRAS 资料不能全部去了解它们的特性, 而 $2\mu\text{m}$ 资料将是一个很好的补充. $2\mu\text{m}$ 巡天无疑地将发现一批年青的行星状星云或 AGB 向行星状星云过渡的天体. $2\mu\text{m}$ 对麦哲伦云的巡天将得到 AGB 星的完备结果, 而它们又具有明确的距离, 所以它将大大增加对 AGB 星的了解 (IRAS 的角分辨率不够而不能完成此项任务).

表 7 DENIS 的探测距离

天 体	Schmidt plates $V=22$	TMSS $K=3$	new survey $K=14.5$	IRAS [12] = 5
木 星	1.5pc	—	0.1pc	2 000AU (*)
太 阳	33kpc	10pc	2kpc	30pc
M\矮 星 $T=3\,000\text{K}$ $L=0.01L_{\odot}$	1.2kpc	—	300pc	5pc
亚矮星 (如 Wolf 424) $T=2\,700\text{K}$ $L=0.002L_{\odot}$	400pc	—	150pc	3pc
褐矮星 $L=0.001L_{\odot}$				

续表

天 体	Schmidt plates V=22	TMSS K=3	new survey K=14.5	IRAS [12] =5
$T=1\ 000\text{K}$	—	—	100pc	8pc
$T=800\text{K}$	—	—	70pc	10pc
$T=500\text{K}$	—	—	15pc	15pc
<i>Mira</i> $T=3\ 000\text{K}$ $L=10\ 000L_{\odot}$ OH-IR <i>object</i> <i>massive protostar</i> $T=600\text{K}$ $L=10\ 000L_{\odot}$	1Mpc	1.5kpc	300kpc	5.5kpc
—	—	500pc	100kpc	40kpc
旋涡星系 " $T'' = 3\ 000\text{K}$ $L=10^{10}L_{\odot}$ 红外星系 (NGC 1068) (NGC 6240)	1Gpc $z=0.7$ $z=0.4$	1.5Mpc — —	300Mpc 500Mpc 850Mpc	6Mpc 150Mpc 100Mpc

(*) 自身发射

B. 银河系结构. 用光学波段观测银河系时, 由于星际尘埃的消光而限制了研究范围. 在红外波段将大大减小这一限制. 银河系中包含了大量的红巨星. $2\mu\text{m}$ 巡天结果将覆盖几乎一半银河系空间的红巨星, 而它们没有严重的 M 形成的星周包层. $2\mu\text{m}$ 巡天也将发现一大批具有星周包层的红巨星. IRAS 使得我们对银河系内臂和核心部分有了较好的了解, 但由于空间分辨率不够而受到了限制. 具有高空间分辨率的 $2\mu\text{m}$ 巡天将对它有一极大的补充. 应该指出: 我们知道在距银心 4kpc 处有一分子云环已经 15 年之久, 但它的年龄、起源几乎一无所知. $2\mu\text{m}$ 巡天将有可能得到它的信息. $2\mu\text{m}$ 巡天也将给出不同演化代的恒星的光度函数和银河系内分布的新的知识. 银河系中的红超巨星在巡天中将容易全被探测到, 后随观测将能确认它们. 这将是银河系中大质量恒星形成和演化的新的基本资料.

$2\mu\text{m}$ 巡天的重要结果将是对巨分子云和大暗云中对于小光度恒星的搜索. 它可以得到初始质量函数 (IMF) 或恒星形成率 (SFE). 近红外区对于原恒星是很灵敏的, 因为辐射峰值在这一区域, 而且星际消光比光学区小一个量级, 与中、远红外巡天相比它又没有强的背景辐射.

目前用 IR-阵列器件对于 Orion 星云, ρ Oph 区和 Taurus-Auriga 区观测结果并利用 IRAS 资料, 得到了重要的一些结果 (虽然只覆盖了这些区域的 10~20% 的天区):

- i) 不同恒星形成区有不同的 IMF 所标志的星族形式;
- ii) Taurus-Auriga 和 Lupus 云只有小质量恒星形成 ($M \leq M_{\odot}$), 而在 Orion 星云和 NGC2264 中则有大质量恒星正在形成;
- iii) 不同云中 SFE 是不同的, ρ Oph 和 Orion 区的 SFE 约为 30%, 而 Taurus-Auriga 区约为 10%.

那么对更多和更完备的天区完成巡天后和射电巡天资料相结合, 我们将得到更有意义的有关恒星形成的结果.

c. 星系

K 波段是研究星系的非常有利的波段. 因为 1. $\Sigma M_{\text{star}}/L_K$ 对于星系的类型不灵敏; 2. K 波段对尘埃的吸收和发射不灵敏. 那么 $2\mu\text{m}$ 巡天将可以在下述河外星系的研究中发挥重要作用.

(1) $2\mu\text{m}$ 巡天将确定一大批星系的高精度的测光资料, 对于 $M_K = 14.5^m$ 的最亮星系 z 可达 0.4, 而对椭圆星系和旋涡星系将达 0.05 和 0.2. 那么, 对于正常星系它将是同一时期的星系, 这对于讨论星系演化和总质量的关系是非常重要的. 对于星爆星系和 AGN 我们可以观测到它们的环境. 另外, 我们有可能去了解星系中尘埃的真吸收, 而尘埃是恒星形成和活动星系的标识.

(2) $2\mu\text{m}$ 巡天的一个重要结果将是星系计数, 包括 AGN 等在内. 现在已有人将近红外星系巡天做的很深 ($M_K = 24.5^m$), 它可以描绘出星系演化的过程和推导出减速因子 q , 但它只覆盖非常有限的天区. 另一方面我们尚需对于 K 波段的计数从已知星系表

来定标，这就需要更大覆盖的天区范围内的计数。有限样本星系的光谱观测将给出 K 波段星系的光度函数。

(3) 宇宙结构：

足够深的星系光度巡天资料将可以推出宇宙结构的初始条件或引力成团的线性框架。全天深空排除了银河系消光影响的星系光度巡天资料将是研究宇宙大尺度结构的最好资料。当然在 $2\mu\text{m}$ 巡天中所有星系都希望有红移资料。但某些研究也并非一定要有全天的红移资料，例如星系成团性的研究和局域宇宙的拓扑。

当然， $2\mu\text{m}$ 巡天的科学小组将有最高的使用优先级。但如同 IRAS 资料一样，他们只可能做一些新的发现和一些有预期的小工作量的统计工作。大量地利用 $2\mu\text{m}$ 巡天的资料做统计和后随观测那就决定于人们的研究素质和准备情况。我们认为在 90 年代我国的天文学家若能充分利用 $2\mu\text{m}$ 巡天资料，那么在银河系结构、银河系元素演化、恒星早期和晚期演化以及宇宙结构等我国已经有一定研究基础的领域内可以做出出色的成绩来。

3. 大力加强 IR-阵列器件光谱和偏振等观测设备的研制。

目前我国国内的红外观测大多是做源的近红外测光。而极限星等只能达到 $M_K = 12^m$ 。在 $2\mu\text{m}$ 巡天以后，对于不变源类似的工作就缺少意义了。我们的红外望远镜除了对一些变源作监视性观测外，我们建议将重点转移到红外光谱和红外偏振的研究上去。尤其是我们应大力支持红外阵列器件的研制，它与偏振器件结合那么将是研究恒星形成区、星周云和 AGN 的偏振的极好装备，而从可以推出磁场结构。这对于了解原始云的凝聚过程、星周云的形成和 AGN 的活动机制等都有重要意义，尤其它若是在一架 2m 级 (216 望远镜) 上用自适应光学得到 0.2" 级的 K 波段的像的话。

十三、疏散星团与银河系天文学

赵君亮

(中国科学院上海天文台)

1. 疏散星团

疏散星团是由少到十几颗、多至上千颗恒星组成的结构较为松散、外形较不规则的恒星集团,在银河系中归属极端星族 I 或扁平子系。早期,对于疏散星团研究得最多的当推瑞士天文学家 Trumpler。他曾利用疏散星团确证银河系中星际介质的存在,从而为恒星天文学的发展作出了重要贡献。

关于疏散星团的研究工作所涉及的方面很多,包括成员判别、基本参数确定、团内恒星的演化、团的结构、内部运动和动力学、团的形成与动力学演化以及与银河系结构和演化的关系等。鉴于疏散星团自身的特点,及其对天体物理学特别是对恒星演化及恒星系统动力学研究的重要性,近年来在观测和理论工作上都取得了显著的进展。

1.1 成员判别

正确判定星团成员是疏散星团全部研究工作的基础。由于团星应具有区别于场星的近乎相同或有规律的运动学和物理学特征,确定星团成员的观测判据有恒星的相对自行、视向速度、多色星等、星光偏振及红化,其中最可靠而又广泛应用的是相对自行。

根据合理的数学模型并按统计理论确定星团自行成员的工作始于 Sanders。该方法能定量计算星团天区恒星在自行空间中的分布参数和个别恒星的成员概率。Sanders 方法所用的数学模型是认为团星和场星的相对自行分别服从两个不同的二维正态分布。鉴于成员判定对星团研究工作的重要性,不少人针对这一方

法在用于恒星自行精度不等时的不严格性，并考虑分布参数可能是恒星位置和星等的函数，从理论和实用两个方面作了许多改进。就目前来看，利用相对自行确定疏散星团成员的方法已日臻完善。在这一问题上，主要限制因素在于星团天区的一期底片以及恒星自行的测定精度。

利用视向速度判别星团成员的基本原理与自行成员的确定相类似。视向速度的测定精度很高，对确定星团成员十分有利。问题在于星团天区恒星的视向速度资料甚少，使这一判据的应用大受限制。与自行相比，视向速度只是恒星运动的一维分量，而且又易受双星成员轨道运动的影响，对成员判别不利。在其他几种观测判据中，红化资料精度太低，没有实用价值。偏振资料尽管能取得较好的成员确定结果，但可用的资料太少，迄今很少应用。利用多色测光资料和 H-R 图来确定星团成员星因难以给出定量判别结果，加之双星存在的干扰，通常只能作为自行成员确定的补充判据。因此，提高自行测定精度和增加视向速度资料是合理确定星团成员的关键，而在可能条件下同时利用多种判据进行星团成员研究无疑是很有价值的。

1.2 光度函数和质量函数

疏散星团光度函数和质量函数的确定对于星团的研究至为重要。一方面，团星和场星间光度函数和质量函数的比较，有助于对星团形成及演化性质的了解。另一方面，星团内不同区域的局部光度函数和质量函数则提供了有关星团内部结构和动力学演化的重要信息，如星团的质量分层现象等。

不同的星团以及场星，是否存在某种普适的初始质量函数问题，关系到大范围内恒星形成的条件。初始质量函数一般表现为 M^η 的幂函数关系。不同疏散星团是否存在普适质量函数的问题至今未有定论。有人发现 η 值与团的线度、年龄及银心距有关，线度越小、或年龄越大、或银心距越大， η 值也越大；也有人认为没有明显证据否定初始质量函数的普适性。类似地，对团星和场星的

初始质量函数的比较也有两种不同的研究结果. 一种观点认为团星质量函数的 η 值比场星为大, 另一种结论是在所述及的质量范围和误差范围内两者一致.

星团质量函数的确定取决于光度函数, 而光度函数的正确确定则依赖于完备的团星成员样本. 在这个问题上, 主要的困难在于光度函数的暗端, 它们大部分是离团中心较远的暗成员星. 对于自行成员研究来说, 由于早期底片资料的限制, 大量暗弱的成员星无法得以证认, 而这些暗星的视向速度成员研究也是十分困难的. Fransis 在利用自行成员概率建立星团的光度函数和质量函数时, 通过所求得的团星数密度分布对星团外围可能存在的团星作了改正, 使星团的恒星计数更趋完全, 从而使所确定的光度函数和质量函数更符合实际. 但是, 更重要的还在于通过观测确定暗成员星. 一条可行的途径是借助现代大口径望远镜获得尽可能暗的星团天区恒星的多色星等, 并绘制赫罗图; 由已确定的自行成员星确定赫罗图上的主序, 进而利用主序判定暗星成员. 在这一方面, Mathien 对 M11 完成了很好的工作. 预期将会对更多的疏散星团开展这方面的深入研究.

光度函数和质量函数的另一个应用是确定星团的光度质量, 或说观测质量. 另一方面, 根据星团恒星的自行或视向速度由位力定理可以确定团的位力质量. 光度质量和位力质量的比较可用于研究疏散星团中的暗物质. 现已知道疏散星团中暗物质所占比例大大小于星系团中的暗物质比例, 除了疏散星团的内禀性质外, 这一结果是与星团成员判别和光度函数确定的不断完善分不开的.

1.3 疏散星团与恒星演化

疏散星团由于其成员星具有某些类似的特性, 从而为恒星演化理论的检验提供了理想的场所. 蓝离散星、主序空缺以及双重主序等现象向现有的恒星演化理论提出了挑战, 而这些现象的研究又有助于对星团自身性质的更深入了解.

关于恒星演化理论模型及恒星演化迹线和等龄线方面的工作，近年来取得了明显的进展。特别是随着恒星内部对流理论的发展，逐渐认识到恒星核区对流过冲效应对恒星演化进程有很大的影响。许多工作表明，考虑对流过冲的恒星演化模型能更好地再现星团赫罗图中的某些特性，经典模型所无法说明的一些观测现象对对流过冲演化模型能够作出很好的解释。比如，核区氢燃烧阶段恒星的光度范围，观测结果比经典模型预期值大 $0.6^m \sim 0.8^m$ ，而考虑了恒星内部更大范围混合区的对流过冲演化模型则相当好地解决了这一矛盾。又如中等年龄 ($1 \sim 1.5 \times 10^9$ 年) 疏散星团赫罗图上红巨星分布呈团块结构，与更年轻疏散星团的情况相类似，而不是经典模型所预期的延伸结构。这表明这些主序后星有非简并核，未曾经历氦闪阶段。考虑对流过冲效应的演化模型把恒星具有非简并核并发生温和氦点火的质量下限由经典结果的 $2.25M_{\odot}$ 左右减小到 $1.6M_{\odot}$ ，从而很好地解释了观测现象。但是，尽管取得了上述成果，对流过冲演化模型用于研究年龄高达几十亿年或主序折向点处恒星质量为 $1.1 \sim 1.5M_{\odot}$ 的老年疏散星团时却遇到了困难。对此，人们正试图建立新的模型以更好地解释观测结果。

在一些疏散星团赫罗图上的主序延伸线附近可以找到若干个比主序折向点恒星明显更亮（星等差可达 $2.5^m \sim 3^m$ ）的恒星，称为蓝离散星。这一现象首先是由 Sandage 在球状星团 M3 中发现的，后来在其他恒星系统特别是疏散星团中都发现有不少蓝离散星，从而成为一种较为普遍的现象。目前已知道蓝离散星是一些大质量恒星，绝大部分蓝离散星质量都介于主序折向点恒星质量的 $1 \sim 2$ 倍之间。关于蓝离散星的形成机制一直困扰着恒星物理学家，人们提出了许多种假设力图说明这种现象。如后期诞生说认为蓝离散星是在星团中绝大多数恒星形成之后才再诞生的，因而是一些很年轻的恒星，这实际上否定了星团中所有成员星严格同龄的经典观念。双星说主张蓝离散星是双星系统发生物质转移的

结果：一旦主星中大量物质通过内拉格朗日点转移到伴星上，伴星质量便显著增大而表现为蓝离散星。双星说的极端情形是两颗子星实际上合并成了一颗恒星。混合说认为单颗恒星因快速自转、强磁场压力或者双星系统中潮汐力的影响而使内部物质发生某种混合，结果核区获得附加的氢燃料，恒星便具有更长的主序寿命，从而在赫罗图上表现为蓝离散星。其他还有如碰撞说、吸气增质说、重返主序说、场星捕获说、保质说，等等。迄今为止任何一种假说都无法解释全部蓝离散星现象。比如，年老星团中所含气体甚少，又离银盘较远，缺乏后期再次形成恒星的物质条件。尽管已经证实一些蓝离散星确实是双星，但许多蓝离散星未能证实为双星，而且少数蓝离散星的质量超过主序折向点恒星质量的两倍，双星说无法对此作出解释。又如混合说向传统的恒星演化理论提出了挑战，但迄今未能建立起令人满意的恒星内部物质混合机制，而且很难说明为什么只有很少一部分恒星会发生这种内部物质的混合过程。尽管大多数研究工作只强调蓝离散星的某一种形成机制，但是不同恒星系统，甚至同一恒星系统中的不同蓝离散星有着不同的起因是完全可能的。对于蓝离散星本质的深入认识不仅取决于理论研究，更重要的是应取得更多，更准确的观测结论，如质量、自转、磁场、化学组成、双星或变星的可能性等，而这一方面目前还是很不够的。

疏散星团赫罗图上的某些地方常呈现恒星特别稀少的空缺区，其中年龄较老的一些疏散星团在主序折向点附近出现的恒星空缺现象一直是各种演化模型的难解之谜。主序空缺最早在 M67 中发现，主要表现为星等分布（而不是颜色分布）上的垂直空缺。嗣后，在其他疏散星团中也发现了类似的现象，甚至在至少两个星团 NGC2420 和 NGC2506 中发现各存在两个较明显的主序空缺。对主序空缺已提出多种解释。比如：核区氢耗尽阶段恒星内部结构的剧烈变化，与双星存在有关，起因于团中两次以至多次恒星爆发式形成，对应星团初始质量函数中的恒星分布空缺等等。

尽管近年来有关主序空缺的理论研究在不断深入，但迄今为止对这一现象的解释仍然未有定论，而且也不能排除几种因素同时起作用的可能性。不仅如此，有人甚至认为理论上并不预期主序空缺的出现，这种现象完全是由于恒星数目有限所带来的统计上的随机波动，是一种表观现象。然而另有一部分工作则从理论上表明主序空缺（包括双空缺）对疏散星团是一种普遍现象，尽管各种模型还都不能严格再现所观测到的主序空缺的实际情况。对这一问题的最终解决，需要观测数据的积累和精度的提高，特别是对于富团的高精度测光研究，另外，准确的星团成员判别也是必不可少的。

1983年，Twarog首次发现NGC752的主序可分解为两条平行的分支。之后，特别是随着星团CCD测光工作的开展，在其他一些疏散星团赫罗图上也发现了双重主序现象。由于主序双重性同时出现在多种赫罗图上，因而可以排除纯粹测光误差的影响。目前，对双重主序的解释主要集中于考虑团内双星存在的影响，不少人都认为双重主序中红向分支可能是由双星构成的。虽然双星假设不能说明这一分支中的一些亮星，但进一步考虑恒星快速自转对光度和颜色的影响后，仍然可以对此作出解释。最近的理论研究表明，如果同时考虑到对流过冲演化模型所预言的较尖锐的主序折向点以及双星存在的影响，就可以较好地对双重主序中的红向分支作出解释。当然，实际情况可能更为复杂，因为星团中的双星出现率可能高达50%~60%，如果双星假设成立，那么双重主序的出现应该成为疏散星团赫罗图上的普遍现象。然而对于与NGC752在年龄和化学组成上都很接近的星团IC4651，即使用了高精度的CCD测光资料，也未发现任何双重主序的迹象。又如老年疏散星团M67也没有显示出主序双重性。因此，这一问题仍然吸引着人们去作进一步的研究。

1.4 结构与内部运动

团星的投影数密度分布为研究疏散星团的结构提供了重要的

观测资料. 研究表明, 年龄较大的富团的投影数密度分布与球状星团的情况无明显差异, 多质量 King 模型可以与 M11 和 M67 的观测密度分布很好地拟合. 考虑到这类星团含有较多的成员星, 且内部得到了较充分的弛豫, 其动力学结构可能接近球状星团. 疏散星团在结构上的一个重要特征是普遍表现出不同程度的空间质量分层效应, 即大质量恒星比小质量恒星具有更明显向团中心集聚的趋势. 不同质量恒星的径向分布, 星团不同径向区域的局部光度函数或质量函数, 都可以反映出这种质量分层效应. 不同年龄的疏散星团都发现有不同程度的空间质量分层. 不仅如此, 双星成员比之单星成员有更强的中心集聚趋势, 这也是质量分层效应的反映. 对于这种效应通常用内部弛豫导致能量均分来解释, 而 N 体模拟也证实了质量分层必然出现. 有人认为星团的初始形成条件也是一种可能的因素.

疏散星团外缘区域的结构对于星团的动力学稳定性研究十分重要. 现已证实, 疏散星团实际上由团核和团冕两部分构成, 其中团核主要是一些相对较亮、质量较大的恒星, 而团冕则包含了大量的暗星. 团冕在银河系潮汐力场的作用下仍然是稳定的, 即实测团边界与由团总质量确定的理论潮汐半径相吻合. 对团冕研究的另一个重要结论是, 团冕在星团形成初期与团核同时诞生, 从而否定了团冕由团核中恒星向外逃逸形成的观点. 理论研究及数值模拟都表明在银河系潮汐力场作用下团冕会变得扁平, 观测中也发现了这种现象. 就目前来说, 对于团冕结构及演化的研究还很不充分, 主要原因在于冕区暗星的观测及成员星确定相当困难.

随着自行和视向速度资料的积累和精度的提高, 近年来对疏散星团内部运动的研究逐渐增多. 尽管视向速度精度较高, 但目前主要可用的运动学资料还是自行. 这是因为对于疏散星团中的恒星来说, 自行资料远比视向速度资料丰富, 自行提供了两个正交方向的运动分量, 而且一般也不受双星轨道运动的影响. 大量的工作表明, 疏散星团内部运动的速度弥散度很小, 通常为 $1\sim$

2km/s. 这里, 与星团动力学有关的一个重要问题是速度质量分层效应, 即速度弥散度与恒星质量之间的关系. 理论上能量均分应当预言速度弥散度与恒星质量的平方根成反比, 即恒星质量越大, 速度弥散度越小. 然而实际观测却普遍得不出这样的关系. 对许多疏散星团的研究表明, 团内不同质量的恒星的速度弥散度没有显著差异. 这一结论与疏散星团普遍表现出有空间质量分层的观测结果有矛盾, 也与理论上的能量均分不一致, 因而质量分层与能量均分间的关系值得作进一步的探讨. 自行精度不够高可能是造成恒星质量与速度弥散度间关系不明确的一个重要原因. 最近我们利用高精度恒星自行资料对 M67 的运动学分析表明, 至少对这个老年疏散星团来说, 速度质量分层效应看来确实是存在的. 因此, 尽可能利用高精度的恒星自行来讨论疏散星团的空间质量分层效应是十分必要的.

星团内部运动研究的另一个内容是探索团星运动的各向同性性质. 尽管即使对同一个疏散星团结论也未能完全一致, 但是比较普遍的看法是成员星各向异性运动的星团模型与观测数据符合得较好, 不过这种各向异性运动性质主要表现在团的外部区域. 理论研究和 N 体模拟同样表明, 在团核区由于局部弛豫时标短, 容易建立速度的各向同性; 而在团冕区, 局部弛豫时标较长, 加之从团核逸出的小质量星以径向运动占优势, 从而表现团冕区恒星速度分布的各向异性. 显然, 无论是空间质量分层还是速度方向分布性质的深入研究, 除了理论工作外, 特别需要高精度团星自行和视向速度资料的积累, 以及团冕区域成员星的准确判定.

1.5 动力学和动力学演化

恒星系统的基本动力学时标包括: 穿越时标 t_{cr} , 即一颗典型恒星穿越整个系统范围所需要的时间; 弛豫时标 t_{rel} , 即恒星间通过能量交换而使系统趋于平衡所需时间; 以及演化时标 t_{evol} , 也就是恒星系统已经历的动力学演化时间. 对于作为大数目恒星系统的球状星团, 以上 3 种动力学时标之间存在着以下关系: $t_{evol} \gg t_{rel}$

$\gg t_{\text{cr}}$. 与球状星团相比, 疏散星团表现出很不相同的动力学性质. 疏散星团的基本特征是一种小数目恒星系统, 上述不等式关系不成立, 因而恒星系统基本动力学方程 (Boltzman 方程) 中的交会项不能忽略, 从而给恒星动力学统计理论的应用造成了很大的困难. 正因为如此, 迄今为止还不能象球状星团那样, 由恒星动力学统计理论求得疏散星团的普遍动力学模型. 虽然 King 指出, 理论上处理疏散星团动力学可以直接从非平衡态统计力学出发, 或者用处理球状星团的方法作为一级近似再加修正, 但目前研究疏散星团动力学的方法主要是 N 体数值模拟. 尽管如此, 对于恒星系统的动力学研究工作来说, 疏散星团也有较之球状星团有利的方面. 疏散星团一般比较近, 可以更仔细地研究其中的小质量星和双星; 运动学资料比较丰富, 有利于内部运动的研究; 质量谱较宽, 可以更好地探索分层效应等.

疏散星团的数目随年龄增大而明显减少, 这说明长时标动力学演化的最终结局很可能是团的完全瓦解. 综合观测和理论研究两方面的结果, 从动力学稳定性和动力学演化角度来看, 疏散星团可分为三类, 即极年轻的非束缚系统, 它们在动力学上是不稳定的, 几百万年内便趋于瓦解; 年老的束缚星团, 平均银面距较大, 构成所谓银河系的“厚盘”, 年龄大于 10^9 年; 以及银盘中的束缚系统, 典型寿命为 $(1\sim 2) \times 10^8$ 年. 影响疏散星团动力学演化并最终使团瓦解的内部因素有团内恒星交会引起部分恒星逸出星团, 主序后星的质量损失, 以及双星的存在等. 外部因素包括银河系潮汐力场以及邻近星际云的潮汐激波. 疏散星团的演化寿命很大程度上取决于团的线度. 线度过小时, 内部恒星的频繁交会加速团的瓦解; 线度过大, 外部因素的瓦解作用明显增大. 这就引出了所谓最佳存活半径的概念. 比如, 成员星数为 500 时, 团的最佳存活半径为 $1\sim 2\text{pc}$, 而星数为 1 000 时相应的值为 $2\sim 3\text{pc}$. 这些理论研究结果与一些老年星团的实际观测半径符合得极好. 观测发现, 疏散星团的寿命与成员星数有关, 贫团的寿命明

显低于富团；银心距越大，星团的平均寿命越长；在非常大的星团中，极年轻星团（年龄小于1 000 万年）所占的比例相当大。这些观测事实都是任何疏散星团动力学以至银河系结构和演化理论所必须加以说明的。

1.6 形成过程

恒星和星团的形成起始于分子云的坍缩，分子云的坍缩又可以有自发和受激两种方式。自发坍缩起因于分子云内部某种热的、磁的或湍流作用所引起的能量损失，受激坍缩则是由于外力作用破坏了分子云的稳定性。银河系旋臂的潮汐激波、分子云之间的碰撞、膨胀的 H II 区激波以及膨胀的超新星遗迹等对分子云产生的压缩作用，都可能引起云的坍缩和碎裂，从而导致恒星和星团的形成。事实上，射电和红外观测已直接证实了许多年轻星团与分子云成协。

从分子云诞生的恒星系统是否为引力束缚系统取决于诸多因素，其中分子云的恒星形成效率及气体驱离时间是最重要的两个参数。恒星形成效率定义为恒星系统总质量和分子云总质量之比，反映了分子云质量转化为恒星质量的效率。气体驱离时间是指分子云中恒星形成后，剩余气体从恒星系统附近驱离开去所需要的时间。分析研究和数值模拟表明，如恒星形成区的恒星形成效率过低，或气体驱离过程太快，则生成的通常是引力非束缚系统。这是因为恒星的形成对分子云本身具有破坏性，特别是大质量恒星所产生的恒星风、辐射压以及超新星爆发等因素会使剩余气体受到加热并驱离开去。要是母分子云中没有足够质量的气体转化为恒星，则被驱离气体会带走大量的质量，结果所生成的恒星系统具有正的总能量，因而不是不稳定的。相反，较高的恒星形成效率和较缓慢的气体驱离过程则有利于束缚星团的形成。一些研究表明，如气体驱离时间大大短于系统的穿越时间，即分子云瓦解呈突发性，则生成束缚星团的临界恒星形成效率为 50%。如气体驱离时间大大长于穿越时间，则更低的恒星形成效率（如 15%）也

可能足以形成束缚星团。除内部过程外，外部因素也会影响到束缚星团的形成。如银河系潮汐力场的作用便限制了团的线度不能过大，一旦超过潮汐半径系统即不稳定。另外，束缚星团主要由较小质量分子云或巨分子云的核区形成，而过大质量的分子云可能形成非束缚恒星系统。

恒星形成效率可以通过观测恒星形成区恒星和气体的质量来加以估计，不过颇不容易。通常认为恒星形成效率一般从百分之几到百分之五十左右。Pandy 等人对 11 个年轻星团的观测发现，恒星形成效率大于 10% 的 6 个团中至少有 4 个为束缚星团，而另外 5 个都是非束缚星团；并估计出平均气体驱离时间可能长于 10^8 年。一些更新的观测研究得出年轻疏散星团中的气体驱离过程进行得很快，平均气体驱离时间约为 10^7 年。

关于疏散星团形成的另一个重要问题是团内恒星形成的持续时间。一般认为星团中恒星的形成是一种逐渐的连续性过程，所谓团成员星同时形成其时间跨度为 $10^7 \sim 10^8$ 年。有人甚至认为在年轻的疏散星团中实际上可能发生过多次间歇性的爆发式恒星形成事件，并用以解释年轻星团中蓝离散星的成因。关于团中不同质量恒星的生成次序存在两种不同的观点。一种观点声称发现了团内恒星的质量-年龄关系，并由此提出团内不同质量恒星相继生成的概念：许多小质量星的生成早于大质量星，同时还得出恒星产生率随时间而增大的结论。相反的观点则认为不同时间生成各种质量恒星的可能性是一样的，恒星产生率并没有随时间而发生显著的变化。疏散星团的形成过程无疑是一个很复杂的问题，迄今还未能建立一种令人满意的较为完善的理论，而观测上更有许多工作要做，特别是年轻恒星形成区中恒星和气体的质量分布和速度的多波段观测，对于疏散星团形成过程及早期动力学演化的研究至为重要。

1.7 工作展望与建议

上面我们已经就有关疏散星团研究的主要方面作了简要的介

绍和评述. 可以看出, 最近 10 多年来, 随着观测资料的积累和理论工作的深入, 疏散星团研究取得了很大的成绩. 然而许多重要问题仍然还没有得到最终解决, 或者还没有取得一致性的意见.

在星团成员研究上, 需要进一步提高恒星自行的测定精度, 以及增加恒星视向速度观测资料. 一旦对星团天区尽可能多的恒星都取得了高精度自行和视向速度, 因判别失误而在成员星样本中混入场星或者把团星误判为场星的比例将大为减少, 而纯的团星样本对于疏散星团研究是十分重要的. 由于观测资料的限制和暗成员星难以证认, 疏散星团光度函数的暗端通常是很不完整的, 这就给初始质量函数确定以及有关的演化问题研究带来了困难. 综合利用自行 (以及视向速度) 成员研究结果以及星团天区暗星的多色测光资料, 将有助于较好地确定暗成员星及星团完整的光度函数, 而特别是冕区暗星成员的确认则又有助于对疏散星团结构的深入了解. 新的恒星演化模型的探索对于说明不同年龄疏散星团的性质以及蓝离散星、主序空缺和双重主序现象是重要的. 另一方面, 为了深入探讨不同星团上述三种现象的本质, 高精度的测光工作以及团内双星成员的观测证认至为重要. 在有关星团内部运动和动力学问题上, 最重要而又难度最大的理论工作当推探求适合疏散星团的动力学模型. 在这一点上, 对观测工作的要求同样是很高的, 有人甚至预期疏散星团动力学问题的最终解决得仰仗于对富团的高精度自行成员研究, 而这对于团的内部运动、动力学演化以及稳定性问题探讨同样是十分必要的. 关于不同性质疏散星团的形成、特别是团内恒星多次爆发式成批诞生有许多重要理论工作要做, 并且又同银河系的结构和演化有联系.

综合以上分析, 在今后一些年内, 应对疏散星团开展或加强以下一些实测工作:

(1) 星团天区恒星的高精度多色测光, 根据不同要求可采用照相测光、光电测光以及 CCD 测光方法. 应特别注意取得暗星 ($\lesssim 19^m \sim 20^m$) 的多色星等, 至少应有 B-V 两色星等. 直接目的

在于得到清晰的星团 H-R 图, 展现 H-R 图的精细结构, 发现可能存在的主序空缺、双重主序以及其他有重要天体物理意义的现象。配合自行成员研究确定暗成员星, 特别是团冕区域的暗星; 确定尽可能完整的星团光度函数和质量函数。

(2) 拍摄一定数量的第二期以至第三期高质量星团天体测量底片, 以取得星团天区恒星的高精度相对自行, 力求恒星百年自行精度好于 $\pm 0.05''$ 。确定星团自行成员, 研究团的结构, 并由成员星的相对自行探索团的内部运动和速度分层效应等。

(3) 测定成员星的视向速度, 力求对暗星有较高的测定精度; 配合自行资料更好地判定成员星, 并用于研究团的内部运动和有关的动力学问题。

(4) 特定星团成员 (如蓝离散星、双重主序、中次主序上恒星) 的双星证认。

为了有效地开展上述观测工作, 首要的问题是应该选取合适的观测对象。应着重对成员星数较多的近距离富团进行系统的观测, 各类年龄的星团都应有所考虑, 以求探索不同疏散星团的天体物理性质。对仅在我国保存有早期照相底片的疏散星团应给以特别的注意, 力求尽早做出好的工作。对于国外已有较系统研究的一些疏散星团, 独立的自行测定仍然是必要的, 可以综合给出团天区恒星更高精度的相对自行, 以及为开展相应的运动学和动力学研究作出贡献。

鉴于疏散星团研究涉及对大量恒星的观测, 除了大面积照相工作外, 其他的一些观测, 如视向速度测定, 应创造多目标观测条件, 以求在较短的观测期内取得大量成员星的观测资料。又因为在我国仅有中等口径的望远镜, 为了取得暗星的观测资料, 大面积 CCD 探测器的配置对疏散星团工作殊为必须。

在理论研究方面, 疏散星团动力学问题的解决应成为主攻目标, 尽管这项工作将有很大的难度。考虑到在我国尚未开展疏散星团的 N 体模拟计算, 而这一途径对于疏散星团的形成和动力学

演化研究十分有效，应该尽早开展相应的工作。疏散星团为检验理论演化模型提供了极好的观测目标，而一些重要问题，如主序空缺、蓝离散星、团内恒星的多次爆发式诞生等，迄今尚未很好地得到解决，有志于恒星物理和恒星演化理论研究的工作者可以在疏散星团舞台上作出出色的工作。

2. 银河系天文学

自从 1785 年英国天文学家威廉·赫歇尔正确认识到银河系的主要部分呈扁平圆盘状结构以来，人们对银河系的研究已经有 200 多年的历史。1837 年，威廉·斯特鲁维确定了织女星的三角视差，开创了直接测定恒星距离的时代，并为银河系距离尺度的研究奠定了基础。1887 年，奥托·斯特鲁维首次测定银河系自转，从而开始了对银河系整体运动的研究。本世纪初，卡普坦和史瓦西相继提出二星流假设和速度椭球分布假设，用以描述恒星群本动的统计性质。1918 年，沙普利确认太阳并不位于银河系中心，这比哥白尼的日心体系又大大地推进了一步。1927 年，奥尔特证实了银河系的较差自转，从此人们对银河系的整体转动有了正确的认识。1930 年，特南普勒通过对疏散星团观测资料的分析，提出了存在星际消光的可靠证据，从而使天文学家对星际介质的存在的形式有了全面的认识。20 年代，林德伯拉德指出银河系恒星由若干子系组成，1944 年巴德又提出星族的概念，深入探讨了银河系恒星在物理学和运动学上的总体性质，这对后来的银河系形成和演化研究有着重要意义。50 年代，通过对年轻天体分布的研究，特别是射电天文观测手段的应用，证实了银河系旋臂的存在。1958 年，发现了银河系中心区的复杂结构与银核中的爆发现象。70 年代则又提出了存在范围比传统观念上的银河系大得多的银冕的概念。由于这一系列的工作和发现，以及观测方式从单一的光学手段到多波段天文学的出现，经典意义上的恒星天文学发展到了今天的银河系天文学，进入了从观测和理论两个方面对银河系的结

构、物质分布、大尺度运动、动力学以至形成和演化问题的全面研究.

2.1 银河系的空间结构

(1) 恒星统计计数分析 研究银河系恒星的空间分布, 目的是要确定恒星的空间密度函数 $D(M_V, x)$ 和光度函数 $\varphi(M_V, x)$. 为此, 从理论上讲要解统计积分方程

$$N(m) = \int D(M_V, x) \varphi(M_V, x) d^3x \quad (1)$$

这里 $N(m)$ 是给定视星等 m 的恒星亮度函数, 可由计数工作取得. 理论上, 方程 (1) 必须在已知光度函数的前提下才能求得密度函数. 由于光度函数所涉及的星等范围一般很宽, D 和 φ 又是诸如化学丰度、年龄、光谱型等许多参数的函数, 而对这些参数又知之甚少, 实际做法往往是通过经验函数并调节参数与观测进行拟合来处理的.

目前最成功的恒星统计计数工作是美国的 Basel Halo 计划, 这是一项庞大的工作, 已经进行了 28 年, Fenkart 对此作了很好的总结和分析. 目前的研究认为银河系恒星在垂直银道面方向上的密度分布可以用双指数形式描述如下:

$$\frac{\nu_0(z)}{\nu_0(0)} = 0.959e^{-z/249} + 0.041e^{-z/1000} \quad (2)$$

式中 $\nu_0(z)$ 为银心距 z (以 pc 为单位) 处的恒星密度.

(2) 贫金属椭球子系 对贫金属椭球子系形状的研究有着重要的天体物理意义, 其中特别是太阳附近高速运动的亚矮星次系. 原因在于这些非薄盘恒星的空间分布反映了早期银河系坍缩和恒星形成的情况, 高速星的运动学状态以及暗物质的分布等. 太阳附近高速运动的贫金属星具有非各向同性的速度弥散度, 银心径向、角向和垂直银道面方向速度弥散度之比为 $\sigma_{rr} : \sigma_{\theta\theta} : \sigma_{zz} \approx 2 : 1 : 1$. 由于速度弥散度与恒星动力学中的“力”相当, 由此可以预期高速运动的贫金属星次系应呈扁的椭球分布,

并得到许多理论研究结果的支持. 对于椭球子系空间分布研究得最成功的当推 Bahcall 和 Soneira 模型. 这一模型是从暗星统计计数结果的分析得到的, 其结论是椭球子系的轴比为 $c/a = 0.80^{+0.20}_{-0.05}$. 由于这一工作的重要性, BS 模型正在进一步完善之中.

对椭球子系形状的研究还可用天琴 RR 型变星作为统计样本. 研究表明, 银心距越小的天琴 RR 型变星的空间分布外形越扁, 轴比 $c/a \lesssim 0.6$; 而当离银心很远时, 这类变星的分布近乎为圆球形.

(3) 厚盘 过去人们认为银河系的结构中仅存在一个盘, 即银盘, 也称薄盘. 后来的研究表明, 在银道两侧的老年恒星就其各种性质而言亦构成一种盘状分布, 这个盘比银盘要厚得多, 故而称为“厚盘”. 有关厚盘的研究甚为流行, 目前的主要认识是: 太阳附近垂直银道面的标高为 $1.0 \sim 1.5 \text{ kpc}$, 这一方向上的平均速度弥散度约为 45 km/s , 恒星金属丰度典型值只及太阳丰度的 $1/4$, 平均非对称流速度约为 $30 \sim 50 \text{ km/s}$. 关于厚盘可能的形成机制有: (a) 在慢坍缩过程中厚盘随星族 II 恒星的出现而形成; (b) 早期生成的薄盘因吸积或银河系势场剧烈弛豫而获得强烈的动力学加热, 形成厚盘; (c) 厚盘物质的直接吸积; (d) 薄盘中高速运动恒星扩散到外部轨道, 形成厚盘; (e) 当金属丰度 $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1$ 时冷却加快, 出现能量耗散以及恒星形成而产生了厚盘. 以上除第一种机制外, 其余都是先有薄盘然后才有厚盘; 但至今没有一种模型能稍占上风, 甚至有人对厚盘的真正存在表示怀疑. 不过, 目前大部分人都已承认银河系中厚盘结构的存在了.

一般认为离银道面 2000 pc 处是研究厚盘性质最合适的场所. 研究表明厚盘恒星金属丰度平均值为 $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -0.6$, 相应的弥散度为 ± 0.3 . 厚盘年龄的确定很不容易, 主要原因在于尚没有很好的方法来确定厚盘样本. 通常认为金属丰度 $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.7$ 的最年老厚盘恒星的年龄可与球状星团年龄相比, 达 1.4×10^{10} 年. 不过对厚盘中大多数恒星有 $-1 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.8$, 由此

可认为大多数厚盘恒星都比较老. 目前对厚盘年龄只能给出一个大致的范围.

2.2 银盘中的物质分布

确定银盘中的物质分布涉及到两个基本参数, 即本地体密度 ρ_0 和本地柱密度 $\Sigma(\infty)$. 有关银河系的一些研究, 如化学演化、恒星形成的物理状况、暗物质等等, 都与这两个特征量有关. ρ_0 又称为奥尔特极限, 以纪念奥尔特早期测定 ρ_0 的工作. ρ_0 值的取得十分困难, 需要把太阳附近已观测到的各种形态物质的质量相加, 因而误差较大. 目前由已确认的物质所得到的奥尔特极限为 $\rho_0 \approx 0.1 M_\odot/\text{pc}^3$, 而柱密度 $\Sigma(\infty) \approx 5.5 \sim 8.0 M_\odot/\text{pc}^2$. ρ_0 和 $\Sigma(\infty)$ 的确定需要相同的观测资料, 但所用的方法则有所不同.

银盘中物质分布的确定需要解无碰撞的玻耳兹曼方程, 或者是它在垂直于银道面方向上的形式. 该方程一般情况下无法求得解析解, 而需要采用其他一些办法. 根据 Bahcall 的方法, 得出由太阳附近已证认的恒星大气导得 $\rho_0 \approx 0.1 M_\odot/\text{pc}^3$, 但相应的引力场与从其他方法得到的引力场不符. 按照观测标高, 另外需要有 $0.06 \sim 0.14 M_\odot/\text{pc}^3$ 的未被证认的物质, 而这些物质又不属于银晕. 这个结论意味着太阳附近应有暗物质存在. 研究表明, 在奥尔特极限中, 如果有未被证实的物质, 则这些物质应有较小的垂直银道面标高, 暗物质的数量事实上是很少的, 它们的分布应与星际介质一样. 另一方面, 对于这一问题的讨论来说确定奥尔特极限的准确度十分重要, 有人认为随机误差会给奥尔特极限带来 50% 的不确定性. 事实上, 正确确定奥尔特极限是与恒星速度分布有着密切联系的. 比如, 对 F 型星样本的分析表明对太阳附近有否暗物质存在不能作肯定的结论, 而对 K 型巨星样本的分析结果是 $\rho_0 \approx 0.21 M_\odot/\text{pc}^3$, 大约有 50% 的暗物质存在. 这两项工作都是利用恒星速度分布和密度分布模型来进行的. 近期有人采用了与银盘结构更为符合的恒星速度分布模型后仍然得出 $\rho_0 \approx 0.1 M_\odot/\text{pc}^3$. 因此, 结论很可能是太阳附近、以至银道面附近并没

有暗物质存在, 充其量暗物质也是很少的.

2.3 老年恒星的运动学和化学性质

银河系恒星大尺度运动性质取决于引力场, 而引力场又与恒星的空间分布有关. 另一方面, 恒星化学丰度则由形成恒星的星际介质所决定. 因此, 老年恒星的运动学和化学性质的研究对于了解银河系形成的物理过程, 原银河系中气体的状况、恒星动力学史以及银河系引力势场是十分重要的.

(1) 恒星动力学与非对称流 任何无碰撞的动力学系统, 如恒星系统, 其性质由无碰撞玻耳兹曼方程所决定

$$\begin{aligned}\frac{df}{dt} &= \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{V}} \\ &= \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{V} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} - \nabla \Phi \frac{\partial f}{\partial \mathbf{V}} = 0\end{aligned}\quad (3)$$

其中 f 是相空间中点 (\mathbf{x}, \mathbf{V}) 处的密度. 由于系统是无碰撞的, 可用引力势场梯度 $\nabla \Phi$ 来代替加速度. 一般又认为样本是稳定的, 故有 $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$. 上式对速度空间积分可得著名的金斯方程:

$$\nu k_z = \frac{\partial}{\partial z} (\nu \sigma_{zz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \nu \sigma_{rz}) \quad (4)$$

$$\nu k_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \nu \sigma_{rr}) + \frac{\partial}{\partial z} (\nu \sigma_{rz}) - \frac{r \sigma_{\varphi\varphi}}{r} - \frac{\nu}{r} \langle V_\varphi \rangle^2 \quad (5)$$

式中 $\nu \equiv \nu(r, z)$ 是恒星空间密度, σ_{ij} 为速度弥散度张量, $\langle V_\varphi \rangle$ 为平均转动速率, k_z 、 k_r 是引力在 z 、 r 方向上的分量. 设 V_c 为太阳附近银河系的自转速度 (一般认为 $V_c = 220 \text{ km/s}$), 则 $V_a = V_c - \langle V_\varphi \rangle$ 称为样本的非对称流. V_a 的引入可以方便地把局部恒星的可观测量与银河系整体性质联系起来.

银河系中的老年恒星普遍存在非对称流现象. 有关研究所得出的结论是, 这些老年恒星是在低耗散的气体之中生成的, 因而保存了银河系中恒星形成和耗散过程的历史. 不仅如此, 这些恒星在银河系坍缩期间转动速度没有明显的变化, 反映了椭球子系在形成过程中角动量的损失, 这一结论与 N 体模拟结果是一致

的。不过，尽管目前关于非对称流的讨论对银河系塌缩时期恒星的连续生成提供了有力的证据，但关于坍缩程度的细节还没能得出很明确的结论。

(2) 运动学和化学性质间的联系 恒星化学丰度和银河系自转速度间关系的研究已有 30 年的历史。目前比较一致的结论是，平均转动速度在恒星金属丰度 $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.8$ 时约为 160km/s 。随着金属丰度的减小，转动速度也减小，到 $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.5$ 时减小为零，以后则一直保持这个值而与金属丰度的进一步减小无关。另一方面，对 $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -0.8$ 的情况则有不同的意见，有的认为转动速度随金属丰度的变化是光滑的，有的则认为两者间的关系在 $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.8$ 处有跳变。对此迄今未能得出明确一致的结论。

恒星运动学和金属丰度间联系的另一个表现是恒星运动的轨道在银道面上的投影的偏心率和金属丰度间存在着某种关系，即恒星的金属丰度越低，偏心率越大，反之亦然。这一点被作为支持银河系快速塌缩的重要证据。然而，又有约 20% 的贫金属星并不遵循这一关系，即尽管金属丰度低而偏心率却不大，这又被引为支持银河系慢坍缩的证据。这一矛盾正促使天文学家在作更深入一步的研究。关于这方面工作的共同看法是，如果贫金属星轨道运动偏心率和金属丰度间存在某种关系，银河系形成过程是一种快坍缩；反之，则说明银河系在演化史上所经历的是一种缓慢、耗散的塌缩过程。

(3) 恒星年龄与化学丰度间的关系 恒星化学丰度的变化与其年龄有着密切的关系。一般说来，恒星的金属丰度越低年龄就越大。因此，可以建立适当的年龄-金属丰度关系并用以研究银河系恒星的年龄。比如，球状星团年龄的测定就是在假设成员星具有相同年龄的条件下，通过化学丰度的测量而得到的。目前的研究表明，银河系中金属丰度 $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.8$ 的恒星与球状星团有着大致相同的年龄（约为 1.5×10^{10} 年）； $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.8$ 的年

龄一般为 1.2×10^{10} 年, 而 $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.5$ 的恒星年龄为几十亿年.

2.4 银河系的形成

(1) 盘状星系的年龄 描述盘状星系原星系形成过程总体特性时有两个重要的时标, 即冷却时标 t_{cool} 和自由坍缩时标 t_{ff} . 冷却时标反映了原星系能量损失的快慢程度, 自由坍缩时标反映了原星系引力坍缩的快慢程度. t_{cool} 与粒子数密度、化学成份、温度和辐射机制等有关, 有 $t_{\text{cool}} = 3kT/n\Lambda(T)$, 这里 k 为玻耳兹曼常量, n 为原星系的平均粒子数密度, $\Lambda(T)$ 是与冷却机制有关的量, T 为温度. t_{ff} 只与粒子数密度有关, $t_{\text{ff}} \simeq 2 \times 10^7 n^{-1/2}$ 年. 研究表明, 所有的哈勃型星系都有较短的冷却时间, 即 $t_{\text{cool}} \lesssim t_{\text{ff}}$, 在 Gunn 的连续内落 (continual-infall) 模型中, 先形成一个高密度中央区, 外国有大量松散分布的物质. 然后, 中央区在较短时间内先坍缩成核球, 接着再是吸积外部物质而形成盘状星系. 目前关于上述两个重要时标的工作很多, 其中特别是有关坍缩时标的讨论直接引出所谓快坍缩或慢坍缩的概念, 这里的“快”或“慢”是与轨道动力学演化时标相比而言的.

(2) 银河系的形成 关于银河系形成最著名的模型是由 Eggen, Lyndenbell 和 Sandage 在 1962 年完成的, 称为 ELS 模型. 在这一模型中, 椭圆星系是在银河系早期快速坍缩阶段中形成的. 后期, 气体进一步坍缩并形成富金属的冷盘, 而直到今天盘中仍有恒星在不断地形成. ELS 模型有两个基本假设: ①由压力维持的最早期气态原星系是稳定的, 没有恒星形成; ②恒星运动轨道不会在恒星形成后演化成圆轨道. 上述两个假设只要有一个不成立, 则在由恒星金属丰度导出的恒星形成时间和恒星目前运动轨道之间就不可能有什么联系.

对 ELS 模型的正确性存在争议. 有人利用与 ELS 模型同样的分析数据却得出了相反的结论, 即原银河系的坍缩是缓慢进行的, 而不是快坍缩. 近期关于耗散不起主要作用的银河系 N 体模

拟研究表明, 塌缩系统的最终状态取决于气体的不均匀度和初始温度; 由于激烈弛豫过程没有停止, 物质的初始和最终时期轨道运动能量与相应的角动量间存在联系, 而随着这一过程的发展, 物质分布的银心聚度越来越大. 在典型情况下, 最后稳定阶段的速度分布在半光度半径内是各向同性的, 而在这一区域之外则呈各向异性. 如在银河系中, 椭球子系的半光度半径约为 3kpc, 处于太阳运动轨道之内, 因而太阳附近的老年星运动速度应为各向异性, 这一点与观测结果基本一致.

(3) 银河系化学演化的时间尺度 为了认识原星系的恒星形成率和动力学演化, 需要一种时间度量标准, 它应不依赖于椭球子系, 并且可以有效地帮助我们了解银河系的动力学演化时标. 这个标准是由银河系的化学成份提供的. 由于一些元素 (主要是氧) 由超大质量恒星 ($M \geq 20M_{\odot}$) 演化生成, 而一般的大质量恒星 ($M \geq 3M_{\odot}$) 在超新星爆发阶段则会产生另一些元素 (主要是铁), 由不同质量恒星的演化可以估计星系形成过程的时间尺度, 而不同时期氧和铁的不同丰度提供了关于银河系中恒星形成率的可靠信息.

目前已对相当多的恒星取得了氧和铁的丰度资料. 主要研究结果是, 表示 $[O/Fe]$ 和 $[Fe/H]$ 间关系的曲线的斜率与金属丰度 $[Fe/H]$ 有关 (金属丰度又与恒星运动学性质有关), 当 $-2.5 \leq [Fe/H] \leq -1$ 时, $[O/Fe]$ 保持不变; 而当 $[Fe/H] > -1$ 时, $[O/Fe] \approx \frac{1}{2} [Fe/H]$. 超大质量恒星的主序寿命决定了氧丰度增长的时间尺度, 而一般大质量恒星的主序寿命只提供了铁产生的时间尺度. 比如, 目前认为通过 I 型超新星合成铁的时间的合理估值为 $\lesssim 10^9$ 年, 这个结论应是对银河系中极端星族 II 天体快速形成这一观点最有力的支持. 随着银河系的演化, 较年轻恒星形成时本身就会获得较年老恒星形成时更多的重元素. 当然, 研究银河系的化学演化仅仅依据 $[Fe/H]$ 和 $[O/Fe]$ 是不够的, 对其

他一些元素（如 Mg、Si、Ca、Ti、Eu 等）丰度的研究也是必要的。通过建立合理的模型，结合多种元素化学丰度的观测数据，将有助于对银河系化学演化过程的深刻、全面的了解。

2.5 银心区的重要观测结果

银心区不仅存在丰富的气体和分子云，也还有大量的恒星，特别是在红外源 IRS16 和非热复合源 SgrA* 附近有一个恒星密集度很高的球状星团。银心区的许多恒星是老年恒星，但金属丰度却比一般球状星团高，这一结果对于探索银核的形成和演化以及银心区恒星的性质具有重要意义。星团中恒星大部分为 M、K 型星，表面温度约 4 000K，分布形态与一般球状星团质量分布模型相一致。在 0.5" 到 1" 范围内团的光度分布服从 $d^{-0.75}$ 律（ d 为恒星的团心距），由此可以推得星团恒星数密度分布律为 $d^{-1.8}$ 。关于这一星团核半径的确定目前有许多分歧，通常认为其范围在 0.05 到 1pc 之间。

射电连续谱观测发现，除 SgrA 外，最显著的是弧状结构、叉臂结构以及连接叉臂和 SgrA 晕的桥。叉臂和桥大部分由纤维状和片状结构的物质组成。关于这些结构的形成机制目前尚无定论。射电观测证实银心区存在大量的气体和分子云，而且在 SgrA 周围几百秒差距内的分子云与银心距为几千秒差距的分子云相比，其物理状况表现为高温（50~100K），高密度（ $10^{-4}/\text{cm}^3$ ），以及宽的谱线（20~40km/s）。气体温度高而尘埃温度低（20~30K）这一观测事实说明，气体的加热不是由于气体尘埃的碰撞，而是起因于另外某种形式的直接相互作用，如宇宙线作用或分子云端动耗散。一般认为银心区分子云因银河系潮汐力的作用而处于瓦解过程之中，并以每年几十个太阳质量的速率向内跌落。有关分子云观测的另一个重要结果是在银心区内发现了一个红外源集团，主要由 5 颗恒星组成，空间范围很小，一般认为它们应该是银心区中新形成的恒星。

Einstein 天文台观测发现，在银心距小于几秒差距范围内有

一个低能 X 射线源, 在其附近更有一个高能 X 射线源, 后者的位置还不清楚. 高能 X 射线源在 $2\sim 6\text{keV}$ 处的光度估计为 $1.5\times 10^{-42}\text{J/s}$, 且在 Einstein 天文台工作期间没有发现其强度有明显的变化. 如果假设全部 X 射线辐射都是星际气体的热韧致辐射, 可推出温度 $\sim 10^8\text{K}$, 平均电子密度为 $\sim 5 [f/0.1]^{-1/2}/\text{cm}^3$, 其中 f 为体积充满因子. 特别值得注意的是, 观测发现在银心距几度范围内存在一个随时间变化的 e^+e^- 湮没源, 尺度 $\lesssim 0.3\text{pc}$. 1970 年源的发射很强, 最强时为 10^{30}J/s . 但 80 年代初在 10^7s 时标内突然减弱甚至隐匿不见, 直至 1984 年最后一次观测时仍保持这一状态.

磁场观测发现, 在银心区存在尺度为 200pc 、强度为 10^{-8}T 的磁场. 在 SgrA 中, 磁场把 IRS8 和 IRS1 联系起来. SgrA 中的尘埃环内也存在与环平行的磁场. 另外, 如同许多活动星系核一样, 在银心区也观测到了喷流现象, 喷流长约 4pc , 方向垂直于银道面, 形成机制尚不清楚.

2.6 银心区的物理状况

(1) 物质分布 银心区物质分布状态的确定对于动力学研究十分重要, 并能直接验证中心区是否存在大质量黑洞. 这里有三条研究物质分布的途径: 如果外部的质光关系在银心区适用, 则从恒星的亮度分布可以推知其质量分布; 如银心区气体绕银心转动, 可通过对星际介质速度的分析来研究物质的分布; 如假定一种简单的恒星分布律, 可以从恒星的运动速度来研究质量分布.

观测发现, 核区亮度在银心距为一百到几百秒差距范围内的变化快于线性变化, 在银心区星团的核半径内亮度变化得更快. 利用 M31 的质光比 $M/L\sim 3M_{\odot}/L_{\odot}$, 可以推得在银心距为一百到几百秒差距内 $M\propto R^{1.2}$, 而在星团核半径范围内为 $M\propto R^{2\sim 3}$. 这方面的研究以 Sanders 和 Lowinger 的工作为最出色.

在银心距为十到几百秒差距的范围内, 分子云本身有很大的

随机运动 ($50\sim 100\text{km/s}$) 而无转动迹象, 因而用星际气体动力学来研究物质分布就遇到很大困难. 近期研究发现, 在银心距为 $10\sim 100\text{pc}$ 范围内由气体运动所反映的银河系自转曲线是平的, 其机制仍不清楚. 另一方面, 在银心距为 $1.7\sim 10\text{pc}$ 范围内, 观测发现气体作圆周运动的假设看来是正确的. 由这类观测导出的质量分布与其他途径所得的结构符合得很好, 能较好地满足光度分布的要求, 并有质光关系 $M/L=0.8\sim 1.0M_{\odot}/L_{\odot}$. 更中心部分 (银心距为 $0.1\sim 1.7\text{pc}$) 物质的平均转动速度随银心距减小而增大, 从 1.7pc 处的 100km/s , 到 0.7pc 处的 150km/s , 0.3pc 处的 260km/s , 直到 0.1pc 处的 700km/s . 如假设可用位力定理来解释这一现象, 则必然的推论是在 IRS16/SgrA* 的 0.1pc 范围内集中有 $(1\sim 4)\times 10^6M_{\odot}$ 的物质. 这方面的工作做得很多. 目前大部分人认为在银河系中心存在一个大质量天体, 估计质量为 10^6M_{\odot} 量级, 并由其造成银心距为 1.7pc 范围内气体平均转动速度随银心距的减小而很快地增大.

关于由恒星动力学方法确定银心区物质分布的问题, 由于现有的银心区各类恒星的速度资料样本太小, 所得结果的不确定性较大, 与其他方法所得结果的符合程度也较差一些. 正因为如此, 这方面的工作也成为银心区研究的一个热点.

(2) 银心距为 4pc 范围内的能量和物理条件 在这一区域内, 热尘埃微粒发出的远红外连续谱光度约为 $3\times 10^6L_{\odot}$, 由此可推算出 SgrA 发出的全部远红外光度要比这个数值大 $3\sim 10$ 倍. 考虑低密度云吸收等因素后, 可估得总 Lyman 连续光子发射数大约为 $2\sim 4\times 10^{50}/\text{s}$. 观测表明红外高电离态的精细结构谱线强度很弱, 这说明紫外辐射场的有效温度应该较低. 上述三个有关能量方面的结论是完全自洽的, 这意味着银心区内禀紫外光度约为 10^7L_{\odot} , 其中大部分为尘埃微粒吸收并转化远红外辐射. 至于紫外辐射是否由一群 O、B 型恒星提供, 还是起因于中心可能存在的大质量天体的问题至今尚不能给出明确的结论. 另外, 这一区域大部分光

度是由以 IRS16/SgrA* 为中心的几角秒范围内产生的, 尘埃温度从银心距为 3pc 到 0.5pc 间连续上升, 特别是中心区域的电子温度可达 12 000K, 明显高于弧和叉臂的温度 (5 000K), 并且电子温度在这一区域内明显呈某种梯度分布。

(3) 星际物质 银心区物质形态大部分为星际物质, 因而对于星际物质的研究是有关银心区工作的又一个非常重要的基本问题. 对氧 $63\mu\text{m}$ 精细结构线, 受激氢分子 $2\mu\text{m}$ 振动线、原子氢 21cm 线以及 CO 的 2.6mm 线等的观测发现, 银心区有一个大致与银道面平行的中性气体环, 环内边缘银心距为 2pc, 外边缘银心距为 8pc. 环的内边缘是一个很薄的环状电离区, 环物质平均密度至少比银心距为 1.7pc 内的中性气体密度高 10 倍, 在银心距为 2~5pc 范围内的中性气体总质量达几百万太阳质量. 在中性环内, 温度和密度均随银心距的增大而迅速下降. 如银心距为 2pc 处, 温度 $\geq 400\text{K}$, 密度为 $5 \times 10^4/\text{cm}^3$; 而到银心距为 4.5pc 处, 温度已减低到 $\leq 300\text{K}$, 密度则降到 $1.5 \times 10^4/\text{cm}^3$. 环内物质呈块状分布, 环区内的体积充满因子约为 0.05, 因而从中心发出的紫外辐射能穿过该区域而到达更远的地方. 红外和微波观测表明, 环整体的大尺度径向膨胀运动速度小于 30km/s , 不过其中有些云块的运动看来与圆运动有很大差别. 总体上看, 环内物质绕银心的转动速度是银心距的函数, 但在银心距为 2~4pc 范围内则大致保持不变. 目前对该环进行研究的最好模型是盘状环流模型, 并辅以转动因素作为强扰动, 但这一模型仍有一些不能克服的困难.

在银心距为 1.7pc 范围内, 绝大部分为电离气体, 中性气体即使有也很少. 电离气体中电子的密度差异很大, 叉臂中电子密度可达 $10^4 \sim 10^5/\text{cm}^3$, 而其他一些地方相同温度气体的电子密度却不超过 $40/\text{cm}^3$. 这一区域内电离云的一个重要性质是与一般的 H II 区在许多方面有明显的差别, 如尘埃的平均温度较高 ($200 \sim 300\text{K}$), 缺少内禀硅酸盐吸收, 总的红外光度只比 L_0 线光度略高等等, 对此目前已提出好几种解释. 另一个重要性质是云的空间

分布和速度场,如 SgrAW 延伸到中性环的内边缘,电离云的径向运动速度随银经的改变呈线性变化等.

关于银心区星际物质朝银心方向流入和流出的问题,现在是一个很热门的研究课题. 由于中性环内部气体的碰撞,低角动量物质会向银心方向下落,在银心附近小区域内所测得的物质运动速度证实了这一点. 物质向银心的流入率约为 $10^{-3} \sim 10^{-2} M_{\odot}/a$, 与中性环对环外物质的吸积率不同,这一问题无疑很值得作深入的研究. 另一方面,对物质从银心附近向外流出的状况也做了不少工作,有人得出物质的流出率约为 $4 \times 10^{-3} M_{\odot}/a$.

2.7 SgrA、IRS16 和 SgrA*

SgrA 处于银心附近 10pc 范围内,结构非常复杂,还是一个强红外源和强射电源. 通常把这个区域划分为非热壳层源 SgrAE 和热源 SgrAW,两者间相距约 $1.5'$. 最近的观测表明可能存在第三种结构,即包围在 SgrAE 和 SgrAW 四周的晕,尺度约 $10'$ ($30pc$). SgrAE 可能产生于一次超新星爆发,或者是一个光度非常低的射电源的一部分. 前一种观点已为 $0.6pc$ 分辨率、 $322MHz$ 的 VLA 观测所证实. SgrAW 象一个小的旋臂,其中心附近有一个非热强射电源 SgrA*. 高空间分辨率观测发现,小旋臂非常薄,大致呈长纤维状或弧状,宽度小于 $0.1pc$,且呈分节状态. 对 OH 气体吸收线观测的结果明显地与 SgrAE 的壳层结构不一致,但与 SgrAW 的空间结构并不矛盾. 可见该气体云正处于 SgrAW 之后, SgrAE 的前方. SgrA 之内有一个由尘埃和电离气体构成的环状物,尺度为 $1.7pc$. 在环以内除了少量的电离气体流外,几乎不存在其他尘埃和气体. 因此, $1.7pc$ 以内的区域可以认为是一个中央空腔.

SgrA* 是指 SgrA 中目前仍不能分辨的一个非常小的区域,位于 SgrAW 边缘,是银河系中心区射电发射的中心. 过去曾一度认为 SgrA* 与红外源 IRS16 的中心是重合的,使得 IRS16 曾成为银心大质量黑洞最初的候选者. 现在已非常清楚, IRS16 和 SgrA*

并不重合,而且借助于类星体发现,SgrA*的任何内禀运动速度均小于40km/s,使得SgrA*位于银心附近且是个大质量黑洞的可能性大为提高.不过,目前关于SgrA*是否为大质量黑洞的问题仍有肯定和否定两种相反的观点.为此人们正在努力确定SgrA*的准确位置,以图对此作出正确的判断.

红外观测发现前述银心区星团中心附近小于30"范围内存在约50个红外源,它们可能是晚型长周期变星、正常M型巨星或超巨星,以及年轻星等.各个红外源习惯以IRS1、IRS2...表示,其中最亮的源是IRS7,光度约为 $10^5 L_{\odot}$,可能是一个M1a超巨星.在这一小区域内最重要的是IRS16,它是银河系的光学中心,与SgrA*相距约3".IRS16在 2μ 处光度很强,但在 $10\mu\text{m}$ 处却完全探测不到,表明它应是一个恒星集团.1982年用月掩星方法测量后发现,IRS16的西南端和中心区是致密的,东北端则距源中心0.5".中心致密源朝东西方向延伸,长短轴之比大约是2:1.最近用0.5"分辨率的远红外观测发现,IRS16至少由3~4个分立源(恒星)组成.显然,这是一个结构颇为复杂的红外源,由于空间分辨率的限制,目前还不能清楚知道它的细节状况.

2.8 工作展望与建议

随着新型设备(如大口径施密特望远镜,快速自动坐标量度仪等)的投入工作,以及多波段天文观测的出现,银河系天文学、特别是银心区的天体物理研究变得十分活跃.上面我们只是就若干重要方面的近期进展作了简要的介绍.可以预料,在今后的若干年内,有关银河系结构、物质分布、运动学、动力学以及形成和演化的研究将是天体物理工作的一个重要方面,许多重要问题有待于深入的探讨和解决.比如,通过对大量不同年龄、化学丰度、金属度恒星空间分布及运动情况的分析,研究银河系的结构、大尺度运动状态和演化过程,改进有关银河系形成的理论模型.在这个问题上,有关椭球子系、球状星团系统以及厚盘的研究占有重要的地位,包括晕族星团的动力学、起源和演化,椭球子系的

空间形态、形成机制和年龄，确定厚盘成员、年龄、化学丰度以及动力学和形成机制研究等。与之有关的另一个重要内容是确定银河系恒星光度函数的暗端，特别是所谓棕矮星的探测，而这进而又可用于解释和研究银河系中的短缺质量以及银盘稳定性问题。上述工作必然涉及大量的观测。在有关银心区的工作中，由于 IRS16/SgrA* 位于银心附近而性质还很不清楚，因而深入的研究便有着特别重要的地位，包括更高空间分辨率 ($0.1'' \sim 0.2''$) 的射电观测以及暗星等 ($M_K \lesssim 25$) 的红外观测，以对判定银河系最中心部分是一个大质量黑洞 ($10^6 M_\odot$)、小黑洞 ($10^2 M_\odot$)，还是大量恒星 (X 射线双星) 或恒星集团这一关键性问题作出正确的回答。有关银心区的另一个重要研究内容是星际气体的物质性质和运动状态，其范围应涉及银心距为 0.1 到几百秒差距的区域，特别是 SgrA 范围 (银心距 $\lesssim 10 \text{ pc}$) 内的观测研究、最内层 (银心距为 $0.1 \sim 1.7 \text{ pc}$) 的气体运动规律和形成机制的探索等。此外，对于银心区球状星团目前仍有许多不清楚的地方，如金属丰度问题、核半径的正确测定等。

鉴于我国有关银河系天文学的工作开展得较少，实测手段不够强，至少就近期来说，进行全面的研究显然是不合适的。充分利用国际合作途径或国外已发表或将发表的资料，考虑我国已有或将来可能有的实测条件进行有重点的研究是一条合理的工作途径。可以开展的研究课题有：

(1) 太阳附近各类恒星的运动学和物理性质的观测与研究。依巴谷卫星观测资料的利用，以及即将建成的低纬子午环配以自动化观测和合适的后端设备，可望对厚盘成员以至椭球子系天体性质的研究发挥重要作用。

(2) 利用深空施密特底片，开展大天区的恒星统计计数工作，其中特别应注意对银河系恒星光度函数暗端的确定，从而研究银河系的结构和物质分布。我国施密特望远镜如能建成，无疑能对银河系天文学的许多方面作出贡献。

(3) 银心区的高分辨率射电观测和红外观测. 目前的 VLBI 技术尚不能达到 $0.1'' \sim 0.2''$ 的空间分辨率, 预期 VLBA 技术可以做到这一点. 主要工作目标将是 IRS16/SgrA*. 在光学和红外波段要达到暗的极限星等和高空间分辨率, 必须有大口径的自适应光学望远镜, 或者借助于空间观测.

(4) 银河系演化的理论研究, 包括理论演化模型和有关的 N 体模拟计算工作, 以及理论预期结果和观测资料的验证.

应该提请注意的是, 银河系天文学的许多工作必然涉及大量资料的处理和分析, 研究者必须在既定科学目标的指导下, 持之以恒, 才能取得有重要学科意义的研究成果.

参 考 文 献

- [1] 石火明, 赵君亮. 疏散星团的近期研究进展 I. 天文学进展, 1992, 10 : 22
- [2] 石火明, 赵君亮. 疏散星团的近期研究进展 II. 天文学进展, 1992, 10 : 103
- [3] 石火明, 赵君亮. 蓝离散星团的研究进展. 天文学进展, 1992, 10 : 211
- [4] Hesser J. Star cluster, Deidel publishing Company, 1980
- [5] Maeoer A Reuzini A. ed. Observational test of stellar evolution theory, Deidel publishing company, 1984
- [6] Goodman J, Hot P. ed. Dynamics of Star cluster, Deidel publishing company, 1985
- [7] 潘容士, 赵君亮, 刘汝良. 星系团及团内成员星系的研究, 天文学进展, 1991, 9 : 211
- [8] 赵君亮, 束成钢. 银河系研究的近期进展, 天文学进展, 1993, No3.
- [9] 束成钢, 赵君亮. 银河系中心区域的研究进展, 天文学进展, 1993, No3

十四、活动星系核

周又元¹, 戴和俊², 王挺贵¹

(1. 中国科技大学天体物理中心)

(2. 哈尔滨工业大学物理系)

(3. 中国科学院理论物理研究所)

1. 研究活动星系核的意义

活动星系核 AGNs (Active Galactic Nuclei) 仅是众多天体类型中的一类, 它在河外天体中亦不属多数, 但对它的研究却是当代天体物理学中最受重视的热门领域. 它的观测占据了大型天文设备的许多关键课题, 也吸引着众多理论学家的研究. 热门课题的形成或因历史上惊人发现而延续, 或因其学科上重大意义而受重视, 或因展望其深远的战略前景而优选. 而活动星系核研究的变热却是三者兼备.

1.1 探索谜天体的历史

类星体是公认的 60 年代的四大发现之一, 发现时就以其不凡的特性而受到极大重视, 即恒星的像和异常的色和谐, 辨认不出的谱线和确认为高红移的河外天体, 具有极致密核和复杂的结构. 这种小尺度、大红移、高光度表观特性以及相应的高效产能机制, 使得在 60 年代它就被冠为“谜”. 紧接着发现的射电星系的双源结构和活动星系核的兴旺家族如蝎虎天体的出现更增添了“谜”的色彩. 70 年代依然是活动星系核发现不平静的时期, 引力透镜现象、视超光速运动、多种多重吸收红移系统、强 X 射线辐射的机制和对 X 射线背景的贡献都是新提出的诱人课题. 80 年代除了射

电喷流系统性质的获得和最亮红光星系的发现,无论在谱线理论还是在动力学模型上都在趋向有标准的共识,在宽谱发射机制上也从一致解释走向争论最终趋向统一. 90 年代头 2 年又检测到 20 个能量在 100MeV 以上强 γ 射线类星体这令人吃惊的事实. 30 年的研究史是一部不断解谜又不断生谜的历史. 它表明活动星系核不仅是天空中最诱人研究的天体,而且也是产生新物理的起点之一.

1.2 意义重大、成果丰富的天体物理领域

当代天文学特征是走向全电磁波段的研究. 活动星系核是难得的能同时检测从射电到 γ 射线波段辐射的天体. 多波段观测是全面理解其中结构、物理过程以及了解各亚类天体关系的基础. 活动星系核作为最典型的多波段天体的原因在于它是远非热平衡的. 这样,一方面它在宽波段中不同中心频率附近的辐射功率差别一般不超过 1~2 量级,另一方面,不同区域的尺度和致密度相差很大. 发射频率不同. 内部致密区辐射高能 X 和 γ 光子,外部稀疏区对其吸收不大,这种透明性使内部辐射可以直接到达观测者,而不象热平衡的恒星内部高温区的光子必须辐射转移. 这样,通过多波段观测可以直视从外到内的结构,成为研究天体复杂结构、多种发射机制以及建立统一理论的典型实验场所.

在理论上,没有其他类型的天体像活动星系核研究中包含如此多的天体物理理论^[1]. 由于辐射的全波段特性,仅就活动星系核的辐射过程就涉及高能 γ 射线理论. 非热致辐射理论. 大气转移理论. 宽波段的原子辐射和物质相互作用理论, X 射线波段的谱线发射和转移理论. 尘埃辐射机制等,而总体模型和演化特性还涉及黑洞物理. 吸积物理. 高速粒子加速机制. 相对论宇宙学和宇宙结构形成理论等. 现今已形成的活动星系核的黑洞——吸积——喷流模型^[1]和发射线的光致电离模型^[2]被认为是两种标准的理论模式. 它们无疑是当代天体物理理论发展的重要标志. 理论研究的深入,更要求上述这些理论分支的综合应用和紧密的交

叉. 这将有助于新的理论分支的产生和发展.

研究活动星系核在发展天体物理学上有三方面的意义, 即认识这类天体内部过程和物理起因, 进行宇宙学研究和探索本身辐射不强的在视向上居间天体和暗物质的性质. 现分述如下.

第一, 研究活动星系核内部物理过程和辐射机制是天体物理发展的重要方面. 首先是产能机制, 活动星系核的小尺度和高光度特性所要求的高效产能机制曾是令人困惑和引起争论的问题. 藉助于致密天体吸积物质释放引力能的高效特性而建立的黑洞——吸积盘——喷流的动力学模型, 现已称为标准模型, 将在“致密天体的吸积和喷流”一章给出评述. 另外, 还有高能粒子加速机制. 许多非热致辐射理论, 例如同步加速辐射和逆 Compton 辐射的出发点之一是存在相对论性电子. 因此, 粒子加速机制的研究是全面解释活动星系核现象的组成部分. 再者, 活动星系核的宽波段发射特性和极丰富的发射线特性的解释中存在众多有兴趣甚至是开拓性的问题. 例如观测到大于 100MeV 的高能光子, 甚至 TeV 数量级的极高能 γ 射线辐射的解释已成为最瞩目的课题^[3]. 完全解释多达数 10 条光学-紫外发射谱的强度, 时变和轮廓的自洽理论尚有待深入, X 射线谱线和 γ 射线谱线的产生和转移机制的研究正处于萌芽或孕育阶段.

第二, 现代宇宙学研究的重要方面与手段. 首先, 活动星系核的高光度特性使得它是优先证认出的高红移天体, 如类星体红移 z 一般可达到 2, 最大已接近 5, 射电星系的红移 z 一般达 1, 最大已接近 4. 按标准宇宙学模型, 这些天体辐射来自宇宙年龄的 $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{5}$ 处. 用它们来研究宇宙整体几何性质比小红移的星系有极有利的一面, 它们应是一种好的宇宙学特征的指示天体, 是用一般星系研究宇宙学的重要补充. 具体说来主要包括两方面. 一方面, 用活动星系核研究宇宙整体几何更能突出弯曲时空的特性, 例如用 Hubble 图和角径-红移关系决定 Hubble 常量和宇宙减速因

子 q_0 。最近，用 82 个致密射电源角径与红移关系可定出 q_0 值为 $\frac{1}{2}$ ^[4]。比之过去采用测量展源中子源间角径与红移的关系，它有以下几个优点：①致密源年龄远小于宇宙年龄，故可不考虑宇宙学演化；②致密源在星系内部，故与星系际和星系团内介质性质无关；③相对论束流效应使得测量的角径视投射值相对变大。这些系统误差的减小，使得结果更可信（见图 14. 1）。它还与其他观

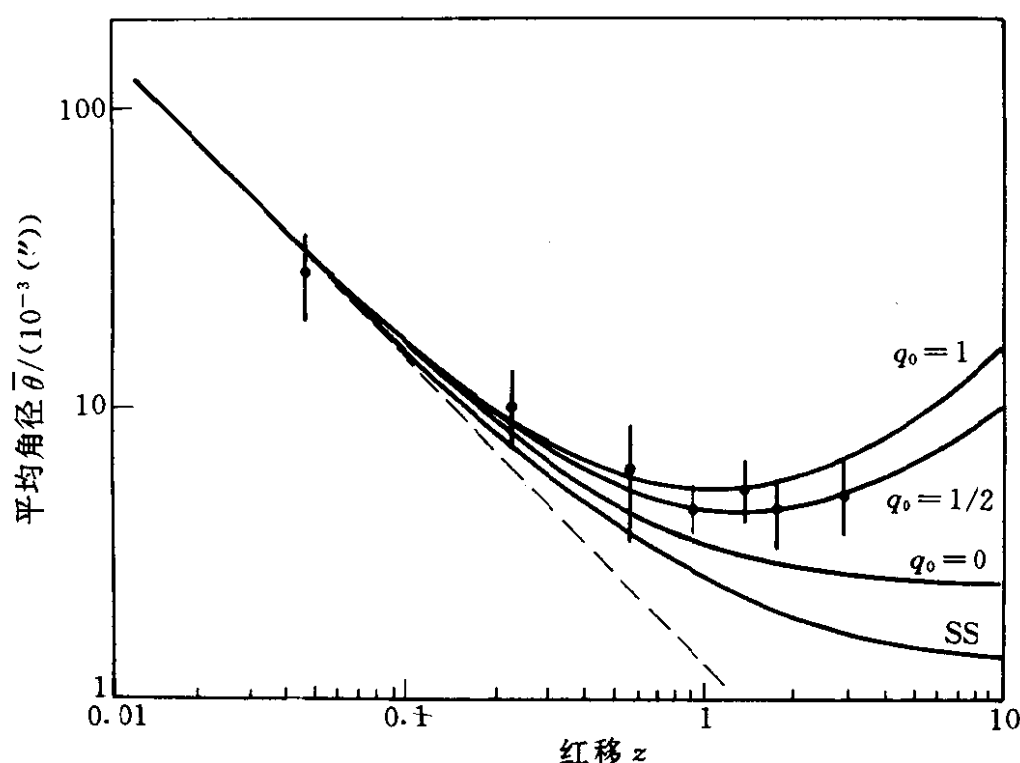


图 14.1 用 VLBI 测定致密射电源的平均角径 θ 和红移的关系。其中 q_0 是减速因子，SS 表稳恒态宇宙模型预言的关系，虚线表平坦无演化模型的关系， $\theta \propto \frac{1}{z}$ 。该图取自 [4]。

测如星系计数结果吻合。这是对 Einstein-de Sitter 宇宙模型的重要支持，又与暴涨宇宙学预言一致。另一方面，活动星系核中高红移天体是研究宇宙大尺度结构的有特色的指示天体。无疑，以

星系作为宇宙大尺度结构基元是最基本研究方法。活动星系核的高光度和大红移特点使其空间密度小而观测距离深。例如，考虑它们作为超团指示天体，利用成团性和周期性研究可以获得超团分布特性^[5]。这种分布的获得是研究宇宙大尺度结构的重要目标之一，而现今以星系红移巡天为基础的研究暂无法完成。

宇宙学的另一项重要任务是研究河外天体在宇宙年龄时标上的演化，活动星系核特别是类星体具有宽的红移分布范围，因此最利于研究其宇宙学演化。目前，类星体演化是河外天体演化中研究最多、了解最透的对象^[6]。不仅如此，以它为突破口会带动星系和星系团的演化的研究。

第三，研究视向中居间天体的重要手段^[7]。类星体具有丰富的吸收线系统。例如 PKS2000—330，其发射线红移 $z_{em}=3.78$ ，吸收线多达 280 条。按吸收线性质大体可分三类，即金属线吸收系统， L_{α} 吸收丛和宽吸收线系统。具有第三种宽吸收线 BAL (Broad Absorption Line) 系统者称 BAL 类星体，其吸收红移接近发射线红移，表明是在类星体附近外流吸收云中形成，仍属类星体固有性质研究范畴，不属插入天体。第一类金属线吸收线系统，一般具有吸收红移 z_{ab} 小于发射线红移 z_{em} 。能量和电离平衡论证表明它不可能是类星体抛出云所吸收。许多观测事实表明它是视线附近星系晕和盘中或星系群中气体云吸收所致，这些吸收天体红移亦很大，是仅次于类星体的第二大红移天体，通过类星体吸收红移研究，这些吸收体性质尤其是演化性质已初见眉目。 L_{α} 线丛是指大量在 L_{α} 发射线蓝向的极窄吸收线（见图 14. 2）。通过某些类星体中这些吸收线系的证认，确切表明它是星系际中少含重元素氢云吸收所致。这些吸收天体对研究星系形成与演化无疑是重要的，而类星体吸收线在目前仍是研究它的主要方法。

引力透镜是当源（例如类星体）的光经透镜天体（如星系或星系团）附近，由于引力弯曲而形成多重像的现象，现已被多个观测证实。引力透镜研究不仅是对引力理论的重要检验，而且有重要的

宇宙学意义^[8]. 例如, 多重像所经路途有微小差别, 它与宇宙几何参量如 H_0 和 q_0 有关. 通过多重像上光变不同延时可以决定 H_0 和 q_0 . 在适当选择的样品下它是决定 H_0 和 q_0 较精确的方法. 又如, 用它可研究透镜天体的性质, 通过与可视光像决定出的质量的对比, 推出星系和星系团中暗物质的含量和某些分布性质.

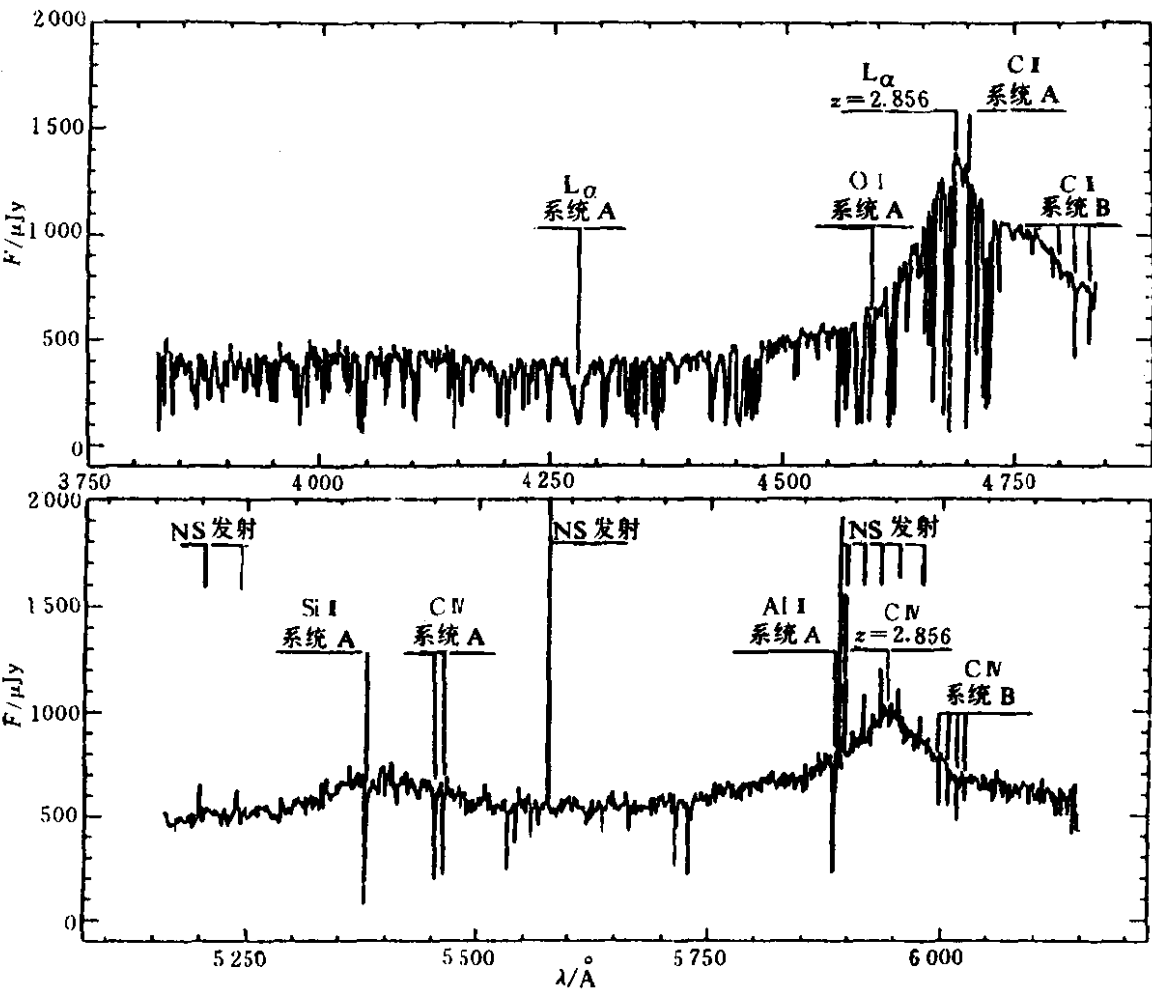


图 14.2 类星体 UM402(母发射线红移 $z_{\text{em}}=2.856$) 的发射线和吸收线谱. 金属线吸收线系 A 和 B 对应红移分别为 $z_{\text{ab}}=2.523$ 和 2.88, $L\alpha$ 发射线蓝向是 $L\alpha$ 线丛. NS 发射表天光发射线^[7]

1.3 未来天体物理学发展的一个关键

当代天体物理学将发生研究重点的转移, 将以星系和宇宙为

重点. 一方面, 观测设备的发展, 使得可及更远和更暗的天体,^{[10]~[12]} 另一方面, 从天文学发展模式来看, 要经历观测资料积累, 经验规律获得和系统理论建立三个阶段. 太阳系研究和恒星层次研究已基本完成了三阶段, 形成了完整的框架和体系. 星系层次的经验规律图象与参量还不清楚, 更不用说系统演化的理论了. 原因是多种的, 在此不能一一细说, 其中之一是种种迹象表明星系核和星系间相互作用在演化过程中起着作用. 与此同时, 发现活动星系核对活动星系演化和星系相互作用对核区活动性激发有重要影响. 加上活动星系核的快演化特性, 我们有理由期望活动星系核演化理论是星系演化规律和理论的重要组成, 这是研究星系层次物理可选的战略之一.

由于宇宙几何具有三维空间最大对称性, 即均匀并各向同性, 宇宙学研究已有满意的进展, 不仅有观测宇宙学提供的宇宙膨胀图像, 而且有了公认的宇宙学动力学理论, 即所谓标准宇宙模型. 但是, 这是以均匀各向同性为基础的零级理论. 宇宙学另一重要任务是解释现今存在的不同结构, 这就要发展由原初起伏增长而变成现今结构的更高级宇宙学理论, 即宇宙结构形成理论. 上面已经讲过, 活动星系核分布对了解宇宙结构尤其是大尺度结构有其优越之处, 加上对于活动星系核不仅有公认的标准动力学模型, 而且有了较清楚的统计演化规律, 两者的结合虽然是困难的课题, 但其前景毕竟是最有希望的.

从理论研究上讲, 恒星结构与演化和恒气大气理论结合的体系是天体物理学中最优美最成功的理论、现在要发展的理论是远离平衡状态的, 故为分层结构相结合的理论. 就中心核区而言, 它在黑洞附近, 吸积释能尚有多种不确定因素, 而且几何又非球对称, 有关的粒子加速又与介质内部极度不均匀性和剧变过程相联系, 如认为星系相互作用为活动性的触发机制, 其处理方法与求解过程都变得更加复杂, 这种种因素虽增加难度但也使其更具有吸引力, 使得未来的理论发展会走向新的高度.

限于篇幅，下面将主要介绍活动星系核的内禀性质，而对宇宙学研究以及对插入天体研究不再深入。

2. 活动星系核的特征与分类

活动星系核是河外天体中的一个大类，可以定义为：其主要特征为核活动，是产生于恒星中热核反应以外的另一种能源，并在某些现象有着相当的影响^[7]。这个定义是非定量的。正常星系的核也有活动性，因此活动星系核的下边界可延伸到某些正常星系的核，例如我们的银心。活动星系核寄居的星系称为活动星系，在活动性最强的类星体中本底星系作用极小，往往只言核，按习惯，对活动性较差的活动星系，我们也通称为活动星系核。

为使活动星系核含义更明确，可采用以下观测特征加以限定：

1. 有比正常星系更亮的致密核区；
2. 在某些不太宽的波段（如射电、光学、X 射线波段等）表现为非恒星的连续谱；
3. 存在原子和离子的发射谱线；
4. 连续谱和发射线的强度、偏振和谱形可以随时变化；
5. 相对正常星系核有更强的高能光子（如 X 射线）的发射能力。

具有以上全部或部份特征的核就定义为活动星系核。类星体具有全部上述特性，是活动性最强的活动星系核。蝎虎天体（BL Lac Objects）具有除第 3 条以外全部特性，故也是典型的活动星系核。其他活动星系核都具有第 3 条观测特征。可见光学谱线性质是活动星系核最关键的证认。

活动星系核可分多种亚型，名词多达数十种，对它们进行系统的分类不是简单的事。早期都根据部分的观测结果来命名和分类，并沿用至今。更物理地分类应在明确了核区内部过程和外部结构后，并选定合理的物理参量进行，这将在统一模型一节中给予一些介绍。

在决定活动星系核众多观测性质中起主要作用的有三项：(i)，观测的波段（如射电、光学、X 射线、红外等）；(ii)，相应光度；(iii)，光学谱线性质。下面我们会看到，这种选择有深刻暗含，(i)，反映结构；(ii)，反映中心核区吸积性质；(iii)，反映电离区及其电离源性质。

活动星系核研究起始于射电观测和光学观测。存在明显射电辐射的活动星系核有射电类星体、强射电星系、弱射电星系、蝎虎天体和光学剧变类星体 (OVV QSOs)。主要根据光学辐射特性而鉴定的活动星系核有射电宁静类星体、Seyfert 1 型星系、Seyfert 2 型星系、低电离核发射区 LINERs (Low Ionization Nuclear Emission Regions)、核 H II 区等。根据红外性质选出的有星暴星系和强 IRAS 星系。根据 X 射线辐射性质定出的有 X 射线选类星体，X 射线选蝎虎天体，窄线 X 射线星系等。

类星体是最典型的活动星系核，利用它可把上述活动星系核的特征给出定量的上限，即

1. 具有明亮的裸核，在 $\theta < 1''$ 尚不可分辨，光学光度范围为 $10^{36} \sim 10^{40} \text{ J/s}$ 。近年在近邻源附近寻找寄生星系，发现其周围有很弱的气云状物质。

2. 色蓝 $U-B < 0$ ，表明光学谱的幂律特性，对 $z < 2.2$ 的源往往有 $U-B < -0.4$ ，这曾是选择候选者的判据之一。

3. 存在发射线。一类是宽线，线宽为 $1\,500 \sim 10\,000 \text{ km/s}$ ，另一类是窄线，线宽为 $400 \sim 1\,000 \text{ km/s}$ 。

4. 70% 以上者具有明显的光学光度变化，特别是射电平谱类星体（射电谱指数 > -0.4 ），几乎都有光变。

5. 它的 X 射线与光学波段间形式幂律斜率 $\alpha_{\text{OX}} = \frac{\log f_x/f_0}{\log \nu_x/\nu_0}$ 在 $-1.2 \sim -1.8$ 间，大于正常星系的平均值。用 X 射线源选择类星体已成为重要方法，并将成为最有效的方法。

6. 射电光度弥散较大。以 1.4 GHz 的射电光度密度 $P_{1.4 \text{ GHz}} =$

$10^{25} \text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$ 为界分别称射电类星体和射电宁静类星体。

7. 有明显的宇宙学演化.

射电活动星系核定义为射电光度密度 $P_{1.4\text{GHz}} > 10^{23.3} \text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$. 其中射电类星体 RLQSOs (Radio Loud QSOs) 和强射电星系 PRGs (Power Radio Galaxies) 更强, 具有 $P_{1.4\text{GHz}} \geq 10^{25} \text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$, 而弱射电星系 WRGs (Weak Radio Galaxies), $P_{1.4\text{GHz}} < 10^{25} \text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$. 射电星系往往可以证认出本底星系是椭圆星系. 射电星系都有发射线. 具有宽线和窄线两种, 则称宽线射电星系 BLRGs (Broad Line Radio Galaxies); 只有窄线的, 则称为窄线射电星系 NLRGs (Narrow Line Radio Galaxies).

蝎虎天体类似平谱射电类星体, 差别在于它没有或者只有极弱的发射线, 而其射电、光学、X 射线波段有比类星体更快、更剧烈的强度和偏振变化, 它的偏振度一般较大, 大于 3%, 高者可达 40%. 光学剧变类星体主要也是射电类星体, 与蝎虎天体不同的是它有发射线 (比一般类星体稍弱). 鉴于蝎虎天体和光学剧变类星体具有快而强的流量变化的共性, 通称他们为迅变体 (blazars).

射电活动星系核的射电谱都为非热谱, 往往可用幂律谱表示, $f_\nu \propto \nu^\alpha$. α 有较大弥散, 以 $\alpha = -0.4$ 为界, 分称射电平谱和射电陡谱. 在射电结构形态上, 早在 70 年代就在近强射电星系中大量发现展源的双源结构, 即扩展的射电瓣位于光学母体两侧, 三体近于一直线上, 双源的尺度可达 Mpc 量级, 后来证实在中心母体总有弱射电辐射相伴, 其中可有尺度在 kpc 至 pc 间, 取向与大双源相近的小双源或喷流状结构. 取向相同的双源尺度相差可达 10^5 量级, 而弱射电星系中的致密源往往有不对称的喷流状结构. 这些事实是子源形成和喷流存在的直接观测基础. 较完全的样品统计结果表明射电谱形、射电结构和时变特性间有一定关系. 射电平谱源几乎全为致密源, 而且都有光变. 反之, 射电陡谱源中展源占大多数, 往往没有光变. 但还有少数陡谱致密源, 一般它的结构比平谱致密源更难分辨, 并有时变.

有些活动星系核是根据光学性质，主要是光学光度和谱线性质来分类。射电宁静类星体的射电光度很小，为数却占类星体总数的95%左右。Seyfert 1型星系(Sy 1)具有极亮核，但可见其本底星系，主要是早期旋臂星系，红移比较小，与类星体相比其他特征都相近，唯一差别是光度低，它与类星体光度分界是绝对视星等 $M_v = -23^m$ 。远的Sy 1星系其本底星系往往观测不到，“星系”一词失去根据，故名低光度活动星系核LLAGNs (Low Luminosity AGNs)。所以，Sy 1与LLAGNs在一般情况下是通用的。Seyfert 2型星系(Sy 2)与Sy 1差别在于前者只有窄发射线，后者具有宽和窄线两种，这点与BLRG和NLRGs相似。LINERs又称Sy 3星系，它也只有窄发射线，但宽度比Sy 2更小，约为200~400km/s，谱线以激波电离为主形成的低电离线为主，它是光度最小的一类，最小为 10^{33} J/s。核H II区的发射线以热星电离的氢线为主，它已很接近正常星系中的H II区。

星暴星系中恒星形成率高，从而导致出现发射线，并有强红外辐射。高恒星形成率可能是星系相互作用特别是星系并合的结果。它是从大量IRAS源中发现的，其远红外光度在 $10^{11} \sim 10^{12} L_{\odot}$ 之间，而另一类强IRAS星系是IRAS源中远红外辐射光度大于 $10^{12} L_{\odot}$ 的星系，光谱与在光学活动星系核相似。现认为是活动星系核加热尘埃再辐射的表现。

从Einstein天文台IPC观测中发现X射线源中有相当部份是活动星系核，称X射线选活动星系核。一种是X选类星体，其特点是有小红移(平均值约为0.4)，低光学光度($\langle M_v \rangle = -23^m$)，演化慢。其正好是类星体与Sy 1的交叉亚类，故更严格地称为X射线选活动星系核。但更深的ROSAT巡天发现X选类星体的红移变大，性质也有变化。另一种X选蝎虎天体具有蝎虎天体全部性质，但特征减弱，有相当的恒星污染成份，这种天体的X光度与光学光度比特别大，故认为是一种X射线星系。窄线X射线星系具有强X射线辐射，在光学性质上只具有窄发射线。某些源类

似 Sy 2 星系, 某些源类似 LINERs 只具有低电离线, 它可能是两者的中间分类.

有些活动星系核的本地 (银河附近) 空间密度很小, 如类星体只为正常星系的 10^{-5} , 而射电类星体与强射电星系分别为类星体的 3% 和 10%. Sy 1 和 Sy 2 分别占旋臂星系的 1% 和 2%, 仍属稀有品种, 但 LINERs 却占到 $\frac{1}{3}$ 左右, 实属常见. 这些事实将给活动星系核各亚类间演化提出了重要限制.

活动星系核各亚型间虽有共性, 但差异也很大, 更合理的分类应考虑统一物理模型下的不同表现和他们之间的演化, 从上述的各点观测事实我们亦可以发现某些迹象: 1. 从本地出现数密度, 本底星系为椭圆星系以及存在较强射电辐射, 似乎射电活动星系核应单成系列, 蝎虎天体可能是一种特殊状态的天体. 2. 类星体和 Sy 1 星系差别在于光学光度, 他们可能有演化关系. 3. LINERs 和核 H II 区与其他类型在线谱上差别可能源于核区性质的差别. 4. X 选活动星系核可能克服光学和射电观测中某些选择效应而补充某些中间类型.

关于分类和演化的更深入讨论留在第 5 节中进行.

3. 活动星系核的连续谱

10 年以前, 对活动星系核连续谱公认的看法是非热致谱. 除了近红外 $5.3\mu\text{m}$ 和 3000\AA 附近有小包, 在射电、近红外、光学, 硬 X 射线波段几乎都采用幂律近似. 鉴于每一波段频带较窄, 用直线逼近是可以的. 现在回想起来, 这种公认带有猜测性质. 精确行为依赖于多波段测量. 由于 IRAS, IUE 和软 X 射线数据补充, 虽然仍缺 XUV 数据, 但已可体现 $10^6 \sim 10^{23}\text{Hz}$ 全波段特性的轮廓. 如图 14.3 所示迅变体 (blazar) 与类星体明显不同. 观点上的重大变化在于存在两类活动星系核宽波段连续谱. 一是大部分活动星系核以热致为主的连续谱. 另一是 blazars 所具有的非热

致连续谱^[13,14].

3.1 以热辐射为主的谱

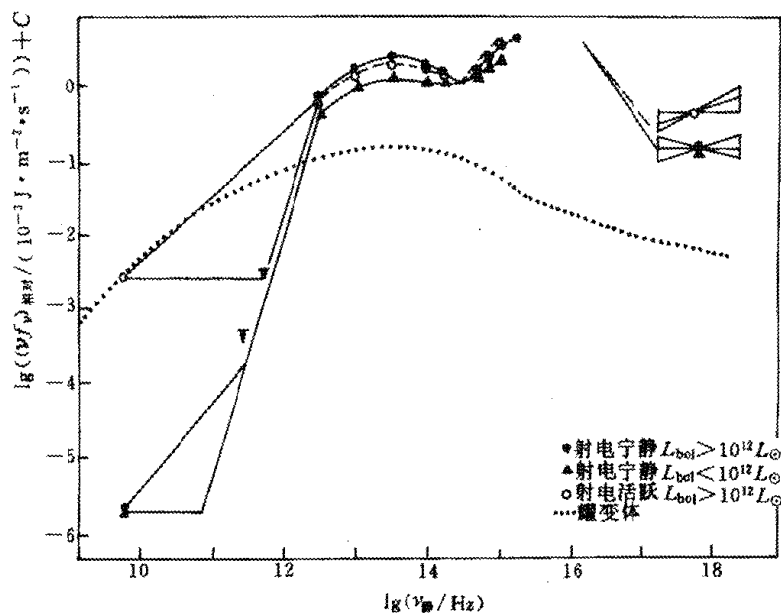


图 14.3 类星体和 Blazars 的射电到软 X 射线宽波段连续谱.

不同 Blazars 谱的差异性未在图上绘出.

取自 D. B. Sanders et al APJ 347 (1989) 29.

除 Blazar 以外的大部份活动星系核的全波段的连续谱具有明显的共同性 (例如图 14.1 所示的射电和射电宁静类星体). 为更明显表现这些特性, 我们采用 $\log \nu f_\nu - \log \nu$ 图代替以往的 $\log f_\nu - \log \nu$ 图. 原因在于, 如果宽波段谱是幂律的, $f_\nu \propto \nu^\alpha$, α 接近 -1 , 则 $\nu \cdot f_\nu$ 近于常量. 任何偏离幂律的辐射则表现为包, 易于辨认. νf_ν 亦有明显的物理意义, 它接近于中心频率 ν 附近为在 $\Delta \log \nu = 0.4$ 很小固定间隔中单位面积中所接受的能量 (相差小于 9%). 再看图 14.3, 特征就明显了.

1. 射电波段辐射无论对射电源或是对射电宁静源其功率总是远小于其他波段. 而且也似乎与其他波段辐射 “不相关”, 这表现为在亚毫米—远红外段的急剧上升.

2. 主要辐射发生在远红外到 X 射线波段 ($10^{12} \sim 10^{18} \text{Hz}$), 而且明显偏离幂律辐射. 谱形有明显共性, 在近红外 $1\mu\text{m}$ 处存在极小值. 低频方向是峰值在 $100\mu\text{m} \sim 10\mu\text{m}$ 间的红外大包. 高频方向是由光学和紫外段上升和极软 X 射线段下降所形成的大蓝包 (相对在 3000\AA 附近小蓝包而言). 样品中各源性质有很大差异, 具有共性本身就给出了典型的暗示, 辐射主要来源于原子过程, 机制可能是热辐射的.

3. 中能 X 射线波段谱为典型的略有上升的趋势. HEAO-1 对强 Sy 星系和 EXOSAT 的 ME 对中强 Sy 星系和类星体的观测结果显示它们谱的惊人一致, 幂谱指数 α 近于 -0.7 , 弥散很小, 此谱称为普适谱. 最近 Ginga 开始发现偏离普适谱的事例. 普适谱的选择效应、可用范围以及机制解释, 现仍为 X 射线研究中最耐人寻味的问题.

下面我们转向发射机制的讨论:

1. 射电波段: 从射电频谱以及偏振特性表明它的辐射机制是相对论性电子的同步加速辐射. 这已是没有异议的结论.

2. X 射线波段: X 射线发射产生于核最内部致密区, 这已被 X 射线流量变化的观测直接证实. 发现变化的最小时标是 $\sim 100\text{s}$, 其相应的发射区已接近质量为 $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$ 的黑洞的最后稳定轨道.

HEAO-1 已发现有 12 个源的普适谱的 $\alpha \sim -0.7$ 并可延伸到 120keV , 这是支持非热致起源的重要证据. 但是只有期待更多观测方能最后裁决是热的还是非热的. 事实上, 在标准黑洞—吸积盘模型下即使采用逆 Compton 发射机制, 用盘内区自由-自由电子散射或用高温热电子多次散射同样可以解释硬 X 射线谱形. 也许 EXOSAT 观测 NGG5548 软 X 射线时变超前 $1 \sim 2$ 小时将对后者有利. 但是这是唯一不太确定的事例, 确切结论有待下一代 X 射线望远镜的观测结果.

3. 大蓝包区: 大蓝包的最重要特征量是峰值频率, 它可能在

1 000 Å 到 100 Å 之间. 它对决定基本发射机制是关键. 遗憾的是它正处于 XUV 波段. 由于银河内中性气体的严重吸收, 这段观测几乎是空白. 安置在 ROSAT 卫星上的 XUV 段望远镜的主要目标之一就是观测大蓝包. 但至今未见发表惊人的结果. 尽管如此, 人们预计黑洞的吸积盘的内区的热辐射可以解释大蓝包的出现^[15~17]. 10 年来大量的理论工作在进行大蓝包谱形的弥合^[18~20], 获得了一定成功. 主要是解释左侧紫外部份上升谱形, 甚至也包括右侧软 X 射线流量的较快下降(称软 X 射线过剩^[21,22]). 这些模型包括稳定几何薄盘^[23]加上从红外延伸来的幂律谱辐射, 转动黑洞加上盘的倾斜效应, 非转黑洞或转动黑洞加上康普顿化以及自由-自由吸收和散射对谱的影响等. 但我们很难判断其最合适的模型. 原因在于, 一方面吸积盘模型如此多样, 可能的发射和吸收机制又未能肯定. 另一方面观测数据又很不精确. 因此只能说大蓝包的存在对黑洞——吸积盘理论不排除, 更肯定地支持尚需一方面对不同活动星系核采用不同的具体动力学模型和合理的辐射机制, 另一方面有待更精确的观测结果.

4. 红外波段: 活动星系核的红外辐射起源于非热辐射抑或是热辐射是一个有争论的问题. 非热致起源说的主要观测基础是在 Sy 1 和类星体样品中发现近红外流与软 X 射线流间有强相关性, 两者之间的形式幂律指数都在 -1 附近. 加上不少核的近红外 $\alpha \sim -1$, 以及少数核的远红外 α 也近于 -1. 一种自然解释是从近红外, 个别甚至从远红外开始到 X 射线之间存在一种宽波段的基本非热致连续谱辐射, 加上大蓝包就应是实际谱中所表现的形状. 但与此同时, 在 Sy 2 星系中普遍发现远红外过剩, 并归属于尘埃的热辐射. 1988 年开始出现了新的极端观点, 认为除迅变体(blazars)以外所有活动星系核的整个红外波段都是热辐射. 其主要依据是类星体(图 14. 1) Sy 1, Sy 2 星系以及星暴星系宽波段谱, 尤其是 $1\mu\text{m}$ 极小和存在远红外峰. 红外辐射是由处于不同区域尘埃层的再辐射构成. 在能量平衡条件下, 内区尘埃热平衡温度高, 辐射以近红外为主. 外区温度

低,辐射以远红外为主.例如,位于 $0.3 \sim 1\text{pc}$ 的最内区温度为 $1\,000 \sim 2\,000\text{K}$,辐射以 $1 \sim 2\mu\text{m}$ 为主.位于 $10^3 \sim 10^4\text{pc}$ 的最外区温度为 $30 \sim 60\text{K}$,辐射以 $60 \sim 100\mu\text{m}$ 为主.由于尘埃升华温度约为 $1\,800\text{K}$,再辐射应截止于 $1\mu\text{m}$ 附近,它能自然解释谱中 $1\mu\text{m}$ 极小.按上述分层预言的光变时标 $1 \sim 2\mu\text{m}$ 应是月~年,IRAS 流应是千年以上.观测上未发现 IRAS 流变化,近红外流变化减小以及 F9 有 $3.5\mu\text{m}$ 与 $1 \sim 2.2\mu\text{m}$ 间 400d 延时都支持的模型.反之,按非热致观点,如基本辐射区尺度小于光年,则应观测到明显的小时标近红外光变,这是它的一个困难.在解释亚毫米—远红外急剧上升问题上,非热致说也不够成功.按均匀源同步加速自吸收谱应为 $\nu^{5/2}$,而对不均匀源上升斜率更小,上升更慢.但是热致机制可用尘埃的发射率在低频时下降自然解释.再者,非热致说的基础——近红外流与软 X 射线流间相关性在更大样品上并不能确认.更重要的是当减少孔径,限制外部结构贡献,红外段的斜率陡于软 X 射线段,不支持存在基本非热辐射,反过来,尘埃模型也能解释红外光度与软 X 射线光度间相关性.因为内部非热致高频辐射可作为能量平衡尘埃的能源而影响再辐射的红外光度.虽然两种观点争执的天平多次倾向热致说,但应用于射电类星体仍有困难.例如 3C273 就发现有天~周的红外光变时标,亮温度 $>10^6\text{K}$,非常可能是非热的.事实上,可能共存两种红外辐射机制,但两种成分的划分与各占比例仍是有待深入研究的课题.

3.2 以非热辐射为主的谱

迅变体包括蝎虎天体和光学剧变(OVV)类星体.把它们合为一类是基于以下观测特征:1. 从射电到 X 射线波段有光滑的连续谱;2. 高光学偏振和射电偏振($P > 3\%$);3. 快速的光变,时标为天甚至更短.这是一类在活动星系核中为数很少的天体,发现的蝎虎天体约占类星体总数的 2%,OVV 类星体主要是射电类星体,其空间密度不会超过射电类星体的 $1/3$,或全部类星体的 1%左右.但是由于它的多波段观测资料较全,加上极快的多波段光变数据,为连

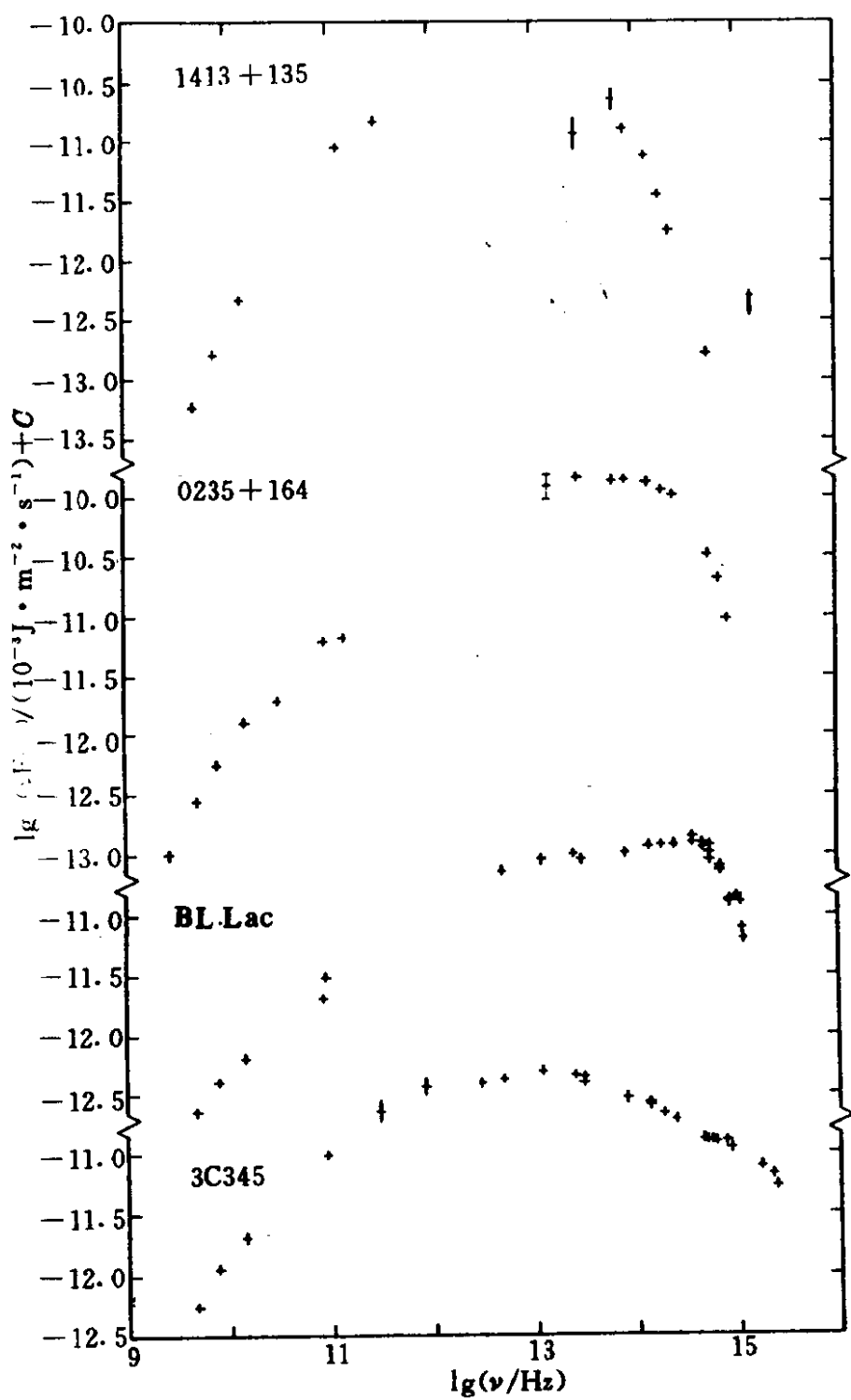


图 14.4 不同迅速体 (blazars) 宽波段连续谱的形状及它们之间的差异.

续谱提供了大量信息，因此对它们研究最透，获得的特征也最确切，建立的模型最可靠。它的辐射机制是非热的，辐射区特征是具有相对论性束流运动的喷流。关于喷流的理论依据和观测基础在“吸积和喷流”一章中已有论述，我们的讨论集中在连续谱的性质上，主要解决如下四个问题：1. 观测的多波段谱的暗含；2. 连续谱特性对喷流性质的限定；3. 相对论性束流的观测表现；4. 辐射机制的细节和辐射的起源。

(1) 多波段连续谱的性质

blazars 多波段连续谱总体特征是在射电波段具有平谱，再光滑上升到亚毫米至近红外波段达到峰值，以后在高频段就连续下降。图 14.3 中画出了一个源的谱，它表征了总体的趋势，但不同源间差异明显存在。例如峰值频率一般在亚毫米到近红外就是不小的范围，更有在光学波段以至 X 射线波段。高频段下降有的比较平缓，有的却急剧下降（见图 14.4）。共同性存在表明它们有相同发射机制。但共性不足，细节差异则暗含非热致的起源。差异可能来自发射区的几何运动和物态。认为是非热致辐射^[13]，特别是同步加速辐射的观测证据则有：

1. 射电谱的亮温度 $\sim 10^{12}\text{K}$ ；
2. 射电高偏振度（一般定义为 $>3\%$ ）表明有较大尺度的规则磁场存在；
3. 从射电到亚毫米、红外、光学波段光滑变化。
4. 光变测量定出红外和光学亮温度大于 10^6K ，远大于这些波段相应热平衡温度 $30\sim 60\text{K}$ 和 $10^3\sim 10^4\text{K}$ 。

(2) 发射区的性质。

从射电到光学连续谱发射区是不均匀等离子体构成的喷流^[40]，从观测获得的性质有：

1. 射电喷流中子源的视超光速运动表明运动是相对论性的。
2. 子源发射是偏振的，位置角平行于喷流方向。这表明其中磁场垂直于喷流方向。

3. 流量变化中存在爆发现象. 在爆发时偏振度和位置角发生变化, 显示存在的激波传播沿喷流方向.

4. 光学偏振测量也显示磁场垂直于射电喷流方向, 表明光学喷流方向与射电喷流方向相近.

5. 喷流中空间分布是不均匀的, 且与发射频段有明显关系.

从 blazars 的多波段观测发现喷流是不均匀的. 内区密而外区稀. 高频只发生在内区, 低频发生区包括外区. 这个结论涉及到喷流的尺度的确定. 常用方法有二, 一是直接测量, 这主要在射电波段是可能的 (光学喷流是个别的, X 喷流是少量的). VLBI 观测决定子源到核心距离以及不可分辨子源尺度是光年. 另一方法是通过流量快速变化的时标决定. 在有相对论运动时特征尺度为 $c\Delta t\delta^{-1}$, 其中 Δt 是流量变化时标, δ 是与时间延缓即流量放大有关的相对论改正因子. $\delta = [\gamma(1 - \beta\cos\theta)]^{-1}$. 现列出不同波段流量快变的时标:

$10^8 \sim 10^9 \text{Hz}$, $\Delta t \sim \text{年}$

$10^9 \sim 10^{10} \text{Hz}$, $\Delta t \sim \text{月到年}$

$(0.4 \sim 1) 10^{11} \text{Hz}$, $\Delta t \sim \text{周到月}$

IRAS, $\Delta t \sim \text{周}$

$1 \sim 10 \mu\text{m}$, $\Delta t \sim \text{几天}$

光学, $\Delta t \sim \text{时到天}$

紫外, $\Delta t \sim \Delta t_{\text{光学}}$

软 X 射线, $\Delta t \sim \text{分到时}$

$2 \sim 10 \text{keV}$, $\Delta t < \Delta t_{\text{软X}}$

$10 \sim 100 \text{keV}$, $\Delta t \text{ 存在}$

从流量变化时标可以得出高频辐射源于致密的内区, 而低频辐射产生于包括外部的更稀疏的区域. 在前面分类讨论中我们讲过观测频段反映活动星系核的结构, 在这个例子里我们给予了有力的说明. 类似射电性质讨论, 从偏振测量可以定出磁场的方向和大小. 当到中心距离变小时, 磁场强度逐渐变大. 按同步加速

辐射估算在展源中 $B \sim 10^{-9} \text{T}$, 射电喷流中 $B \sim 10^{-7} \text{T}$, 而在内部黑洞磁层中 $B \sim 1 \text{T}$.

6. 子源还参与整个发射区沿喷流方向的整体运动. 它也是相对论性的, 称为相对论束流. 其重要的观测支持有:

(i) 射电子源的视超光速运动. 通常这种相对论效应是用寓居的等离子体介质的相对论性整体流动解释, 而且定出束流的 γ 为 $2 \sim 6$.

(ii) 射电亮温度限制. 从流量变化和子源尺度定出射电亮温度为 10^{12}K , 这已超过由 Compton 散射定的温度上限. 因为当高能电子密度充分大, 逆 Compton 过程使射电光子转化为 X 射线光子, 从而限制射电流量使其亮温度不可能增加太大. 当然上限温度决定是在各向同性假设下估算的, 这些源观测的 X 流量不大, 表明逆 Compton 过程未明显起作用, 采用各向异性的相对论束流运动则可避免以上矛盾. 由它定出的 γ 值与用视超光速定出的 γ 一致.

(iii) 有些源的 X 射线时变时标太短, 小于光穿过黑洞最后稳定轨道的时间. 如果认为有相对论束流运动则可避免这个矛盾.

(iv) 光学和 X 射线的束流也应存在, 但分析观测数据表明; 能量因子 γ 随频率上升而下降.

(3) 发射机制.

全面解释宽波段谱形状和光变结果, 最合理的机制是同步自 Compton 模型 SSC (Synchrotron Self Compton). 它认为射电-紫外波段源于同步加速辐射, 而 X 射线辐射源于 Compton 过程, 即发射区高能电子与同步加速辐射产生的软光子相互作用, 并把能量转移到软光子上成为高能光子. 为了解释谱形, 常用非均匀模型. 根据喷流的不均匀性, 磁场强度和高能电子数密度随着在喷流中的距离增加而下降. 此模型曾预言红外谱指数与 X 射线段谱指数相近. 这在一些源中得到证实. 同时发现 X 射线光变与光学、紫外、红外光变有紧密相关, 这也与模型预言一致.

但是,也存在其他情况.如 X 流量相对 SSC 模型预言值有过剩, X 光变比光学-紫外光变更快的情况.正如前述,差异在非热致辐射中是自然的.这往往表明发射区不同,甚至有不同发射机制.例如 X 射线起源于独立的 Compton 过程或是软光子和高能粒子或硬光子相互作用形成的对级联过程的影响.

3.3 X 射线短时标光变

X 射线辐射存在短时标光变表明其发射区是在活动星系核的中心区.因此短时标光变是探索内区性质、研究 X 射线发射机制和鉴别理论模型最方便的手段,在“致密天体的吸积和喷流”一章中已介绍了核内区动力学模型,尤其是黑洞-吸积模型.这种成熟的理论成为讨论 X 射线光变的基础,同时也可藉此对黑洞-吸积模型做更进一步检验.

活动星系核内区的标准模型中包括四个主要部分:1. 中心天体是大质量黑洞,质量为 $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$; 2. 较差转动的吸积盘; 3. 存在与中心天体转轴一致的喷流; 4. 在盘内区或其附近形成发射硬 X 射线的冕区.主要的高频连续谱辐射产生于半径在 Schwarzschild 半径的 3~10 倍范围内.光穿过这区域的时间 $t_G = 10^4 \text{s}$, 故探索内区 X 光变的时标应小于 10^4s .

观测得到的 X 射线短时标光变特征有^[24]:

1. 大多数活动星系核具有“红噪声”谱.核的 X 光变曲线都很复杂,一般变幅在 10%,个别 X 闪也能在 300s 内增加几倍.频谱分析在 $10^{-3} \sim 10^{-5} \text{Hz}$ 内无特征频率.但低频成份高于高频成份.其功率谱 $P(\omega)$ 可表为 ω^{-P} , $1 \leq P \leq 2$, 称此为“红噪声”谱^[25] (见图 14.5).

2. 个别核光变表现出一定的周期性.主要有三个事例: NGC4151 的功率谱分析中可能存在 $\sim 7.9 \times 10^{-5}$ 和 $\sim 1.7 \times 10^{-4} \text{Hz}$ 峰,但不很肯定. NGC6814 是最令人瞩目的事例.发现其周期 P_0 为 12 200s, 而且其振动极稳定 ($|\dot{P}| \leq 10^{-6}$). 1985 年由 EXOSAT 观测发现^[26], 后被 Ginga 证实^[27], 但前者发现每周期内存

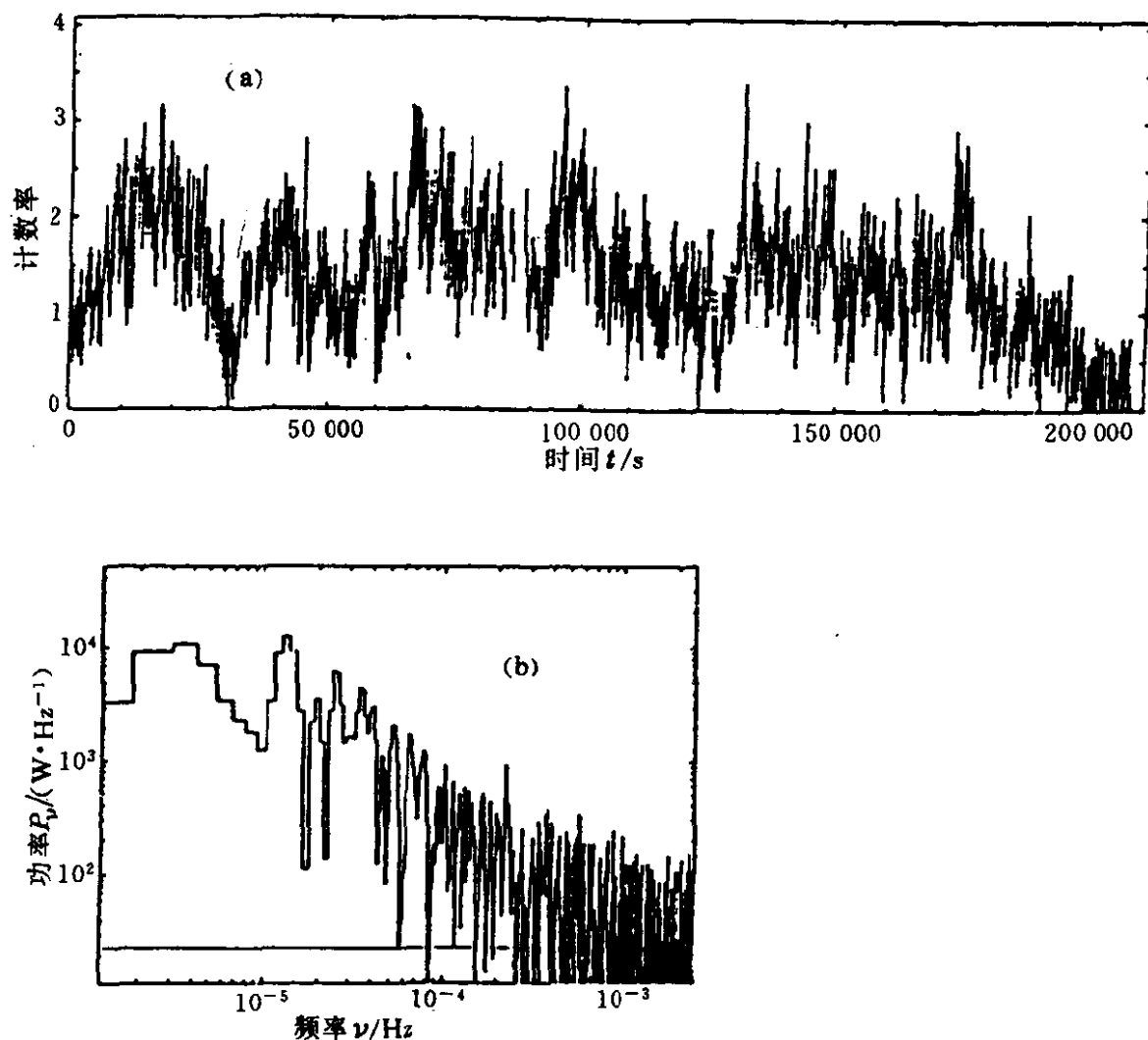


图 14.5 EXOSAT 测定的 NGC4501 的 X 射线短时标变化结果.

(a) 是光变曲线 (b) “红噪声功率谱” 取自 [25]

在一个 X 闪, 宽度约为 0.1 周期, 而后者发现有三三次 X 闪 (见图 14.6). Ginga 区发现 6.4keV 铁线的变化, 并与 X 连续流相关. 第三个事例是 1993 年从 EXOSAT 档案中发现 NGC5548^[28] 存在有周期约为 500s 的准周期振荡.

NGC6814 光变周期性解释是最有兴趣的, 现已有 4 种^[24,29,30]:

1. 一个恒星或小质量黑洞在轨道运动中穿过扁盘时的碰撞, 由于相互作用复杂, 还没有计算出光变曲线进行比较.

2. 盘的径向脉动. 从扁盘的径向不稳定性可激发径向两反向传播的声波. 如中心黑洞质量为 $10^7 M_\odot$, 可获观测周期, 而且从波形演化也可能解释 EXOSAT 和 Ginga 光变曲线的不同.

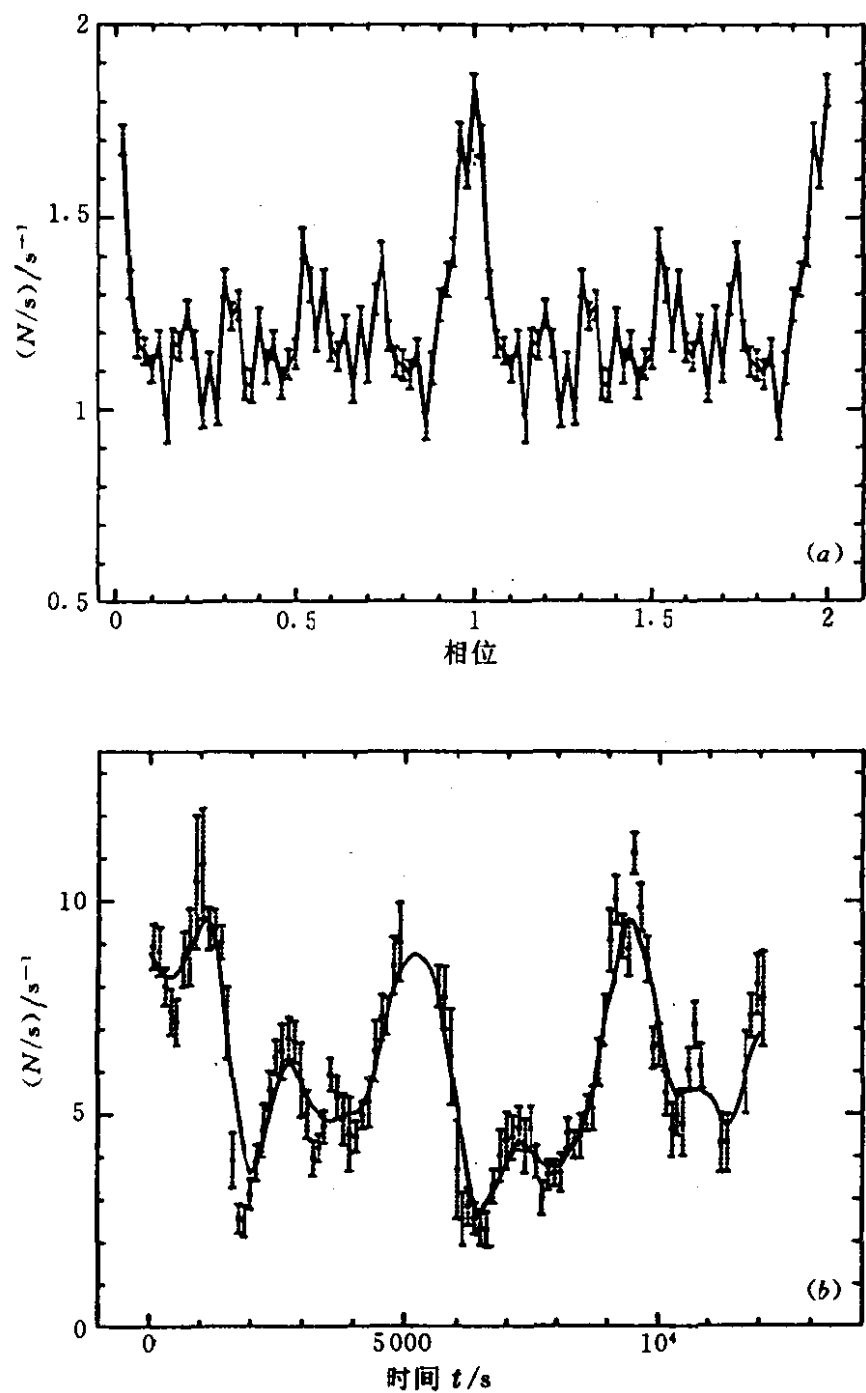


图 14.6 具有周期为 $P_0=12\,200$ s 的 NGC6814 在其周期内的位形图.
 上图是 EXOSAT 在 1985 年的结果^[26],
 下图是 Ginga 决定的 1991 年的结果^[27]

3. 亮斑的运动学效应. 在吸积盘内区可能存在长寿命的亮斑, 在随盘周期性转动时其表观亮度可以变化. 例如运动方向不同的不同的 Doppler 放大效应以及运动到黑洞背后的引力透镜效应. 在盘与视向有不同倾角时, 这些放大效应表现亦不同, 因此可产生不同的光变曲线. 由于这是一个运动学模型, 它可设定不同倾角仔细计算光变曲线, 并再现 EXOSAT 和 Ginga 二次观测的曲线. 在假设亮斑不是一个而是大量且存在有一种分布时, 则可计算出“红噪声”谱, 即 $P(\omega) \sim \omega^{-P}$.

4. 盘外缘出现的隆起的掩蚀效应. 这也是一种运动学模型, 故适当选择参量也可得到观测的光变曲线.

这些模型的判别需有待进一步的观测, 包括多波段同时观测. 如紫外-光学波段的变化, 周期稳定性 $|P|$ 的提高等. 但这几种模型都是基于扁盘, 它是薄盘与厚盘的中介型, 它不像经典薄盘在内区存在发散困难. 但是它说明 NGC6814 可能采用扁盘模型是合适的. 在 NGC5548 中发现的准周期振荡及其中心频率和强度与源光度的关系很类似于银河中发现的低质量 X 射线双星准周期振荡(X 射线色强度图中水平支). 后者的解释关键是盘吸积, 因此对 NGC5548 中存在吸积盘是有力支持. 如认为周期是在 3 个 Schwarzschild 半径外轨道运动周期, 定出中心黑洞质量为 $10^6 M_{\odot}$, 比其他方法定出的小一个量级, 这是有待解释的困难.

4. 活动星系核的发射线

活动星系核连续谱的研究目的在于给出其中的重要物理过程, 结构与物态性质和发射机制. 它主要基于光度和偏振的测量, 由于多波段特性和同时性要求使得约束理论模型的观测数据往往显得不足或精度不高. 但在活动星系核的原子和离子发射线的研究中, 情况多少相反, 大量的观测数据经常无法完全利用, 这种数据过剩有待开发的现象也许是光谱研究的共性和深入光谱研究的重要原因. 特别是, 80 年代以来, 由于观测技术的发展, 谱线

观测范围已包括从近红外到远紫外. 而精度和谱分辨率的提高使得可以测量弱线和研究轮廓, 而且决定的谱线变化也相当可靠^[2]. 我们面对的是这样复杂而庞大的观测资料, 对每一个源有约 40 条强的发射线, 其中 20 条是宽线, 约 20 条是窄线, 而且宽线的强度往往又是变化的, 谱线轮廓不少又是各不相同的, 在整理这些资料时, 我们首先发现同一亚类活动星系核的谱线类型和强度有一定类似性, 光变和轮廓也相当一致, 以致可以抽出共性构成一组组合谱 (见表 1 和图 14.7). 由它可得这一类活动星系核发射线区的物理条件. 这是建立谱线理论的观测和物理基础.

表 1 活动星系核的合成谱

谱 线	类星体和 Sy 1 星系的宽线和窄线	Sy 2 星系和 NLRGs	LINERs
C II $\lambda 977$	<1		
OM $\lambda 1035$	3		
L_{α}	8~15	30~70	
NV $\lambda 1240$	3		
O I $\lambda 1304$	0.5		
C I $\lambda 1336$	0.3		
Si IV, ON] $\lambda 1400$	1.3		
NN] $\lambda 1486$	0.7		
C IV $\lambda 1549$	5~8	5~20	
He I $\lambda 1640$	0.6		
O II] $\lambda 1663$	0.5		
N II] $\lambda 1750$	0.4		
C II] $\lambda 1909$	2.4	2~8	
Fe (2200~2800 Å)	5~10		
Mg I $\lambda 2798$	3	1~3	
[Ne V] $\lambda 3426$	0.2	1	
[O II] $\lambda 3727$	0.3	1~4	2~5
[Ne III] $\lambda 3869$	0.5		0.3
He I $\lambda 4686$	0.1		
H β	1	1	1
[O III] $\lambda 5007$	0.1~1	8~15	1~2
Fe I (4500~5400 Å)	1~3		

续表

谱 线	类星体和 Sy 1 星系的宽线和窄线	Sy 2 星系和 NLRGs	LINERs
He I λ 5876	0.1~0.2	0.15	0.1
[Fe V] λ 6087		0.1	
[O I] λ 6300	0.05	0.6	1
[Fe X] λ 6374		0.01~0.08	
H α	4~6	2.8~3.3	2.8~3
[N II] λ 6583	0.1~0.3	0.6~1.5	2~4
[S II] $\lambda\lambda$ 6716, 6731	0.2	1	2~3
Ca II λ 8498~8662	0~0.3		
[S III] $\lambda\lambda$ 9069, 9532			0.3
P α	0.4		
L(H α) (J/s)	$10^{35}\sim 10^{39}$	$10^{33}\sim 10^{35}$	$10^{28}\sim 10^{34}$
EW (H β)	100 Å	5~30 Å	1~10 Å

线强度用 H β 的相对值表示

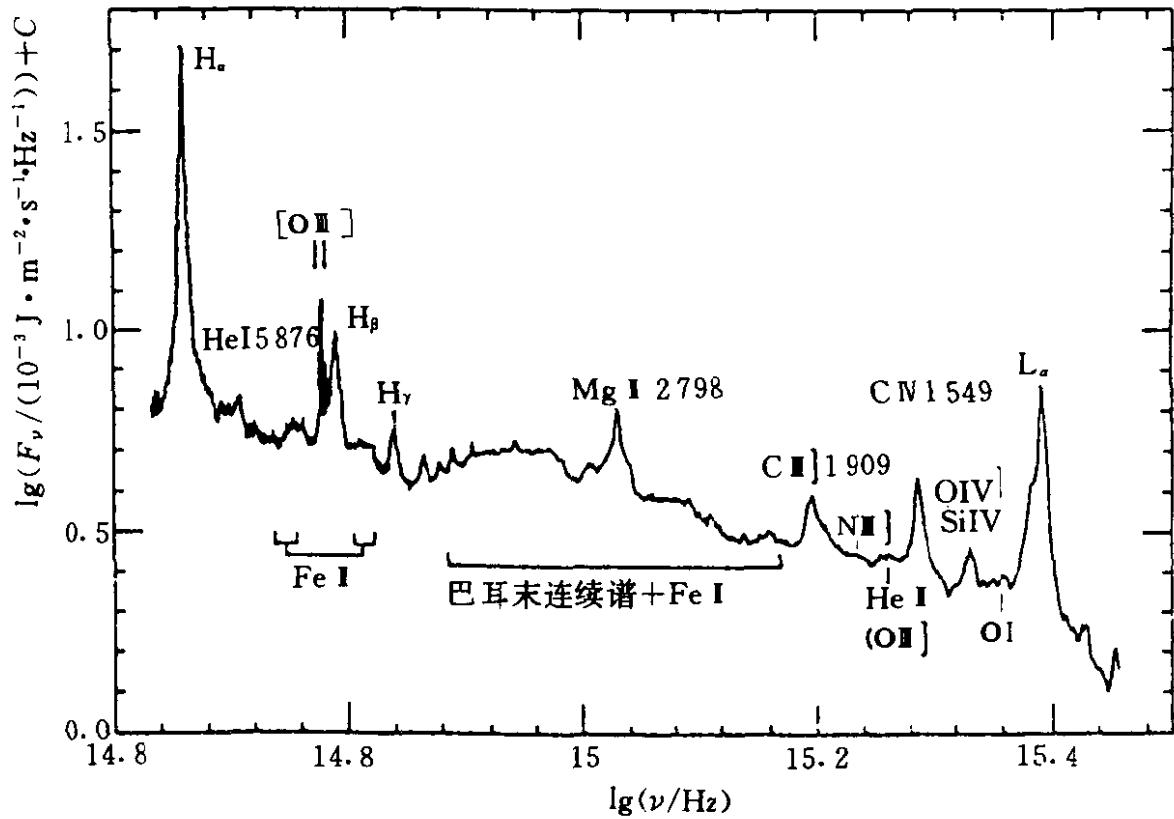


图 14.7 由不同红移类星体观测资料构成的组合谱

运用谱线理论对具有典型活动性的核已有了光致电离模型. 它

能解释发射线强度的主要特征被称为发射谱的标准模型. 同时, 一些其他模型在某些类型谱线上也相当成功. 例如用激波解释 LINERs 的低电离窄线, 用恒星形成解释 Warmers 的特征以及用快粒子和射电波作为附加源解释射电活动星系核的某些谱线性质.

当然, 谱线是研究线发射区物理的主要方法, 也是了解活动星系核结构、发掘统一性和进行物理分类的判据. 由于光电离机制, 它也是研究连续谱, 尤其高频段行为的重要补充手段.

4.1 线发射区的物理状态

1. 存在着两个线发射区

宽线与窄线的宽度明显不同, 通常认为谱线展宽主要是热 Doppler 展宽, 它表明两者所处的热状态和运动状态不同. 进而发现其特征也不同, 窄线中总存在离子禁线, 而宽线中只有半禁线和允许线. 它表明其中的电子密度相差甚巨. 窄线区的电子数密度 n_e 只有小于 $10^6/\text{cm}^3$ 方能保证处于亚稳态的离子不明显被电子退激发, 通过复合跃迁放出光子, 形成观测到的谱线. 基于这二点, 自然认为存在两个线发射区, 即窄线区与宽线区^[31].

窄线区内存在禁线, 利用它的双线结构, 在平衡辐射时利用分支比, 如 $[\text{S II}] \lambda 6716$ 和 $\lambda 6731$, 可定出电子数密度 n_e 与电子平衡温度 T_e 的关系. 进而定出其物理参量如下: 电子数密度 $n_e = 10^3 \sim 10^6/\text{cm}^3$, 电子温度 $T_e = (1 \sim 2.5) \times 10^4 \text{K}$, 窄线区尺度 $10^2 \sim 10^3 \text{pc}$. 对于近 Sy 星系直接观测尺度为 $100 \sim 300 \text{pc}$, 证实了以上推论.

对宽线区不出现禁线 $n_e \geq 10^8/\text{cm}^3$, 但出现半禁线 $\text{C III}] \lambda 1909$, 故 $n_e \leq 10^{10}/\text{cm}^3$. 类似可定出其他参量为 $T_e \sim 10^4 \text{K}$, 发射区尺度为 $10^{-2} \sim 1 \text{pc}$. 观测发现宽线与连续谱变化延时约为月的量级, 证实了对尺度的估算.

2. 光致电离机制

活动星系核中并存着不同电离度的离子谱线和原子谱线. 且不用说高电离线, 在窄线区中以 $[\text{O III}]$ 线为例, 其定出电子平衡

温度 $T_e \sim 10^4 \text{K}$, 但电离形成 O^{++} 离子的温度 $\frac{E_{\text{电离}}}{k}$ 大于 10^5K . 在宽线区中 $\frac{C_{\text{III}} \lambda 977}{C_{\text{III}} \lambda 909}$ 定出 $n_e \sim 10^{10} / \text{cm}^3$, $T_e < 2500 \text{K}$, 也远低于 C^{++} 热电离温度. 这表明无论在窄线区还是宽线区中热电离机制都是不可能的.

从与行星状星云谱的相似性, 以及活动星系核中存在高能光子的连续谱源, 自然想到光致电离机制. 事实上, 已发现在许多 Sy1 中谱线变化与连续谱变化相关, 证实了谱线变化起因于连续谱的变化.

3. 发射区中的云结构

当中心的高频连续谱辐射进入线发射区中, 为电离和激发气体产生谱线, 要求有大的光深. 但另一方面, 观测发现氢的共振吸收引起的莱曼限的跳变不大. 这意味着整个发射区对连续谱吸收并不严重. 为解决这个矛盾, 采用发射区由云组成的模型. 每个云是由充分致密的光学厚的气体构成, 谱线在其上形成. 但云在发射区中占据的体积甚小, 云间巨大空隙使对总体连续谱吸收很小.

4.2 光致电离理论概述

光致电离理论是从入射连续谱光子与云中气体原子相互作用开始, 经过计算每一点平衡条件, 考虑云中气体的辐射转移得到每个云的发射谱. 再考虑云在宽线区和窄线区中物理参量的分布, 最后得到能与观测对比的发射线谱. 它考虑了众多基本物理过程 (包括原子离子过程和辐射转移机制) 以及各种因素的参量化而形成的一个完整理论. 它是活动星系核理论的重要组成, 也是当代天体物理理论中的精华之一. 但限于篇幅这里只能给予数笔轮廓^[2].

发射线谱由原子和不同电离度离子的能级跃迁所致, 为此要首先决定不同原子的电离和激发状态. 电离状态首先是 H 原子的. 采用无量纲电离参数 U 来表征, U 定义为在云照射面上电离光子流密度与气体数密度之比, (用 C 无量纲化)

$$U = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} L_{\nu} d\nu / h\nu}{4\pi r^2 c n_H}$$

其中 L_{ν} 是中心连续谱光度, ν_0 是电离阈值频率, n_H 是氢数密度, 在完全电离状态 $n_H \sim n_e$, U 的典型值在 $10^{-3} \sim 1$ 之间.

首先是确定云中每一点的离子状态, 为此考虑该点电离平衡, 亦光致电离数和离子及电子复合数的平衡. 对每一点每一元素写出电离方程, 并考虑处于不同激发态的可能. 在解这些方程时, 复合过程涉及电子状态, 对电子平衡态用温度 T_e 来特征, 为此要考虑热平衡. 气体热平衡是从中心源辐射吸收的能量与多种电子过程能量转换间的平衡. 这些过程包括束缚态与自由态间转换引起的加热和冷却, 自由-自由态间跃迁的加热和冷却, 碰撞激发和退激发过程的加热和冷却. 在活动星系核中还要考虑一些其他电离过程及伴随的加热和冷却. 如自由态间的复合、碰撞电离、三体复合、束缚或自由电子的 Compton 过程、离子间交换电子的碰撞, 负氢离子和氢分子的生成和解离过程等. 解出这些联立方程就可决定云中每一点的电离和激发状态. 某些情况下, 在窄线区光子可自由逃逸, 则积分出云的发射谱, 但在宽线区对连续谱和线谱来讲的光深都不小, 还要考虑辐射转移, 包括连续谱转移、谱线转移以及连续谱和线荧光过程 (亦可在窄线区出现). 在给定云的形状和气体密度最后就能决定发射谱的形态. 在这模型中输入参数有入射连续谱的频率分布函数, 气体密度和柱密度, 气体化学成份, 云的几何形状以及电离参数 U , 最后可以得到窄线和宽线区的谱线强度比以及连续谱的谱分布.

下一步要考虑云在发射区中分布的影响, 在球对称假设下, 云的数密度、云中气体数密度、云的体发射系数、云的速度是 r 的函数. 通常认为他们都是幂律分布的, 常用覆盖因子 $C(r)$ 来特征, 即从中心去看 r 处云中有效电离截面所占 $4\pi r^2$ 的百分比. $C(r)$ 在整个宽线区积分对大多数活动星系约为 0.1, 对窄线区则更小, 这正说明

光致电离在云上有效发挥而在整个发射区对连续谱的吸收不大.

获得的谱线的积分强度与覆盖因子 $C(r)$ 性质有关, 也与电离参数 U 有关, 还与发射区的内、外半径有关.

现在理论已发展到把发射区几何用吸积盘外缘代替^[32], 或者考虑中心连续谱源是非球对称 (喷流或吸积盘影响) 的情况.

4.3 光致电离理论与观测的对比

由于模型参数有不确定性, 辐射转移的复杂以及气体分布 (尤其外半径) 无直接观测资料, 理论与观测对比不可能很精确. 模型与观测的组合谱的对比在整体上与观测一致, 能再现许多谱线的强度比 (尤其在合理调参数以后), 并可用以计算发射区的物理参数 (见图 14.8).

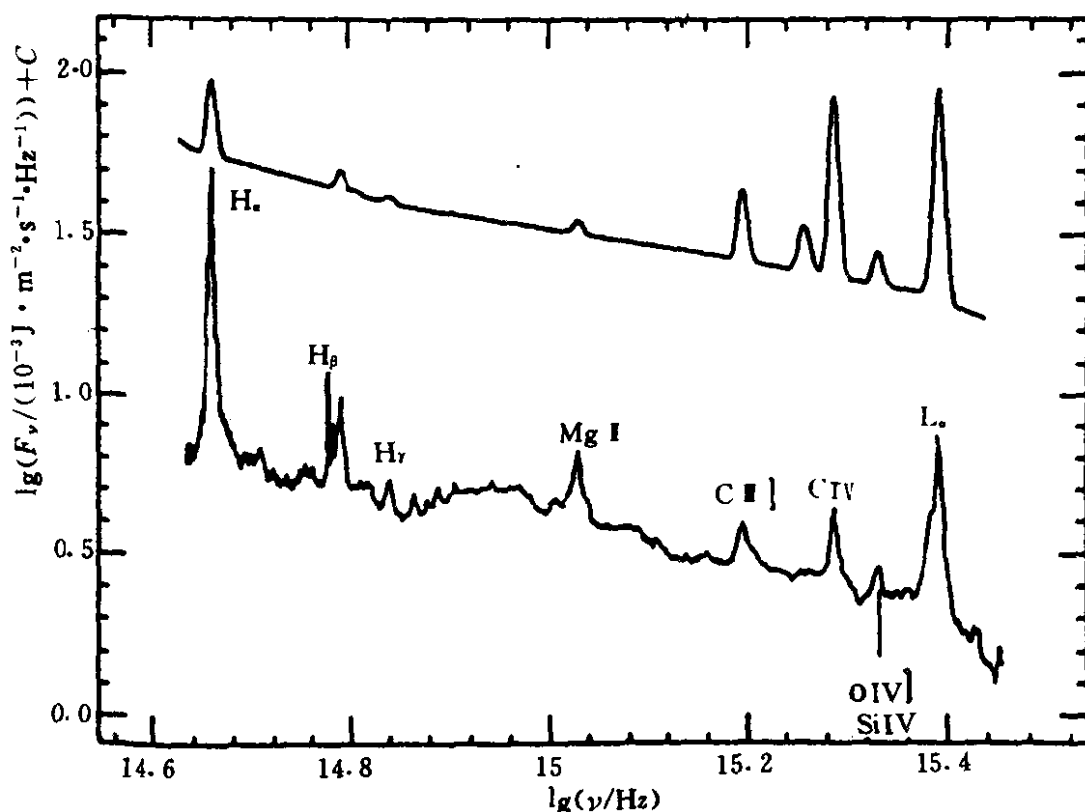


图 14.8 标准光致电离模型计算结果与观测的合成发射线的对比

对比中大体可以有三种情况: 一类是符合比较好的, 例如强的紫外线 $C\text{N } \lambda 1\,549$, $N\text{V } \lambda 12\,400$, $O\text{VI } \lambda 1\,035$, 半禁线 $C\text{III] } \lambda 1\,909$ 与 $C\text{V } \lambda 1\,549$ 的比, 宽禁线不出现, L_α 与连续谱的比, 窄线 $[O$

Ⅲ] $\lambda 5007$, [O II] $\lambda 3727$, [OI] $\lambda 6300$ 与 H_{β} 的相对强度. 第二类是符合不太好, 但可用调参数改善的. 如半禁线 O III] $\lambda 1909$, N III] $\lambda 1750$, O III] $\lambda 1633$, N IV] $\lambda 1486$ 可用增加 Ne 改善. 第三类是存在困难的. 其一是 L_{α}/H_{β} 问题, 计算值比观测值低一量级. 曾试图用增加连续谱高能成份以及加大气体柱密度, 但并不十分成功. 它也可能是在辐射转移计算中过于简单. 用尘埃红化解释也不是没有困难的. 其二是 Fe II 线问题. Fe II 线多达数千条, 总强度近于 L_{α} 强度, 但计算值只为 $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{2}$. 光学 Fe II 线与 H_{α} 比值计算更小. 紫外 Fe II 与光学 Fe II 强度比也与观测不符. 尽管有众多解释, 如高密度, 高 Fe 丰度, 在吸积盘外缘等都不十分成功, 以致有人认为要离开光致电离模型.

4.4 谱线轮廓的观测特点及其解释

谱线轮廓是谱线观测中又一重要性质, 在形成上述理论时曾考虑过轮廓的主要特征——线宽, 但更细致特性如轮廓线不对称性和微小平移等将带来关于发射区内更多的信息^[3]. 例如, 云的形状、结构、整体运动以及发射区的形状等. 这将导致对发射区内云运动的动力学进行考虑.

在标准的光致电离模型中对云有简化假设, 形状是球形的, 它是整体不动的, 发射是各向同性的. 下面逐一分析可能的真实情况, 云是气体中稠密气团, 且不论形成问题, 它是如何稳定被约束的? 通常采用的是二相模型, 亦依云的四周气体的压力平衡. 为此要求外部气体温度远大于云内气体温度, 其温度比约为 $10^8\text{K} : 10^4\text{K}$. 热的云间气体热平衡主要依赖入射连续辐射的 Compton 加热和致冷的过程. 还有其他模型, 如用磁场约束形成云. 当然一个重要考虑, 根本不形成云, 也就不需要约束机制, 这种冷气体位于吸积盘的外缘. 在二相模型中云的动力学行为受引力、辐射压和云外气体阻力控制. 它的运动可能是径向内流、径向外流及轨道运动. 在有径向运动时云的形状可以变扁, 大质量云可以象

薄饼. 它的光深亦有方向性, 因而线发射也是各向异性的. 这样, 外流或内流, 云的位置对谱的形状将有明显影响.

现转向观测特征的考查, 并予解释. 需要说明这些特征普遍性较差, 例外甚多, 这正是运动形态间差异的表现.

1. 很多活动星系核的宽线轮廓是光滑而对称的, 往往有对数型 ($E_{\lambda} \alpha \sim \log |\lambda - \lambda_0|$). 而且不同谱线的轮廓几乎是相同的. 这表明所有云的发射谱是相同的. 用辐射压驱动的外流模型可以很好解释对数型轮廓.

2. 与 1 相反, 有高激发线比低激发线更宽的倾向. 例如 H_{β} 比 H_{α} 在两翼远端更强, H_{β} 比 H_{α} 稍宽, $He I \lambda 5876$ 比 H_{β} 宽, $C IV \lambda 1549$ 比 $Mg II \lambda 2798$ 宽. 它可用内流模型自然解释. 如采用外流模型解释, 应要求发射不同谱线云的气体柱密度不同.

3. 高激发线相对低激发线有系统蓝移. 例如 $C IV \lambda 1549$ 相对 $C III] \lambda 1909$, $C III] \lambda 1909$ 相对 $Mg II \lambda 2798$ 和巴耳末线系都发现有蓝移. 考虑外流运动和云辐射的各向异性可以解释这种系统蓝移.

4. 个别源中发现谱线的双峰结构, 加上谱线的不对称性, 可能成为吸积盘上发射的一个证据. 但仍需进一步的观测支持.

这些特征拥有较多例外, 正说明在活动星系核中发射区内结构和运动形态的多样性. 这也正是深入研究谱线轮廓的需要之一.

4.5 谱线的变化和发射区的结构

发射线的光致电离机制预言连续谱与发射线强度间应相关. 测量谱线的变化以及与连续谱的时延可以定出发射线区尺度量级. 进一步, 交叉相关函数方法可以定出发射区的平均半径. 例如用 NGC4151 定出宽线区平均尺度为 9 光天. 这方法的缺点是难以估计其不确定性, 不能得到发射区的结构. 近年发展的传递函数 (transfer function) 能给发射区结构和性质更大的限制^[33]. 并开始国际联测以配合取得结果.

这个方法基本思想是存在中心连续谱点源, 线发射区不同点有不同延, 其叠加应是观测到的谱线总强度. 如果连续谱中存

在光变, 其光度为 t 的函数 $L_c(t)$. 发射区各点如有整体运动, 其视向速度为 V , 在对总线光度求积时采用等延时面 (iso-delay surface). 可以证明等延时面是以连续谱点源为焦点的抛物面. 线发射强度为: $L_e(t, V) = \int_0^\infty \mathcal{E}_{\text{iso}}(V, t-\tau) dt$, 其中 $\mathcal{E}_{\text{iso}}(V, t-\tau)$ 是时延为 τ 面上总的线发射强度. 若宽线区结构稳定, 且发射率正比于连续谱光度, 则上式可由一响应传递函数 (transfer function) 来描述,

$$L_e(t, V) = \int_0^\infty L_c(t-\tau) \psi(V, \tau) d\tau.$$

$\psi(V, \tau)$ 一方面是积分变换中的核, 它对应于连续谱 $t-\tau=0$ 时 $\delta(t)$ 型闪耀的线强度. 在给定发射区结构和运动情况时可以计算出它的形式. 另一方面, 当测全两观测量 $L_c(t)$ 和 $L_e(t)$ 时, 则可以决定出 $\psi(V, \tau)$. 两者结合可以了解线发射区的结构和运动.

从观测上确定传递函数, 要求有均匀的时间取样和高时间分辨本领, 还要求有高的谱分辨率和测量精度 (测量误差远小于变化幅度). 目前只能进行一维传递函数的决定, 故集中考虑结构上, 即 ψ 不依赖于 V . 一些对活动星系核进行专门联测的项目已完成, 其中以 NGC5548 的国际联测规模最大, 数据质量好而最全^[34, 36]. 从中发现所有谱线传递函数都相当窄, 表明对谱线有明显贡献的区域相当窄. 一些谱线传递函数峰值有很小的时延, 随电离度增加而减小. 这可能导致标准模型的修正, 例如研究分层电离的可能性, 云发射的各向异性以及低电离线产生于吸积盘外缘. 通过传递函数解决宽线区中云的速度研究还很少, 对 NGC5548 似乎是非纯径向运动, F9 可能是内流. 还没有报告是外流的. 与轮廓得到结论不一致. 有待深入分析与进一步的观测.

5. 活动星系核的演化、结构与统一

为了建立活动星系核的统一图景并认清物理本质, 要采用两

方面措施。一是从时间上确立不同天体间的关系，即研究他们之间的演化。二是弄清不同类别间的关系，抽出共性，研究转换机制和形成条件。

活动星系核的演化是指在宇宙学时标上的变化。宇宙年龄约为 10^{10} 年，某些类型活动星系核如射电星系射电结构年龄为 $10^6 \sim 10^9$ 年，故演化应讨论 $10^6 \sim 10^9$ 年时标上的变化。它不同于常规的光变，其观测时标一般不超过 10^2 年。基于这种明显的差别，演化的观测研究以采用统计方法为主。

活动星系核中类星体演化最明显，而且红移延展最宽。例如 $z=2$ 的类星体辐射反映宇宙年龄一半时的状态，这对研究演化是足够了。原则上研究演化是比较不同红移的天体的性质，例如数密度、光度等。问题的复杂性在于在每一时刻类星体光度不是一个确定值，而是对光度有一分布，只有比较不同时刻（即不同 z 时）光度分布才能弄清楚演化的情况。这样演化函数应是类星体空间数密度作为红移和光度的函数。它既可以反映红移变化引起的空间数密度变化（称为密度演化），又可以反映红移变化引起的光度变化（称为光度演化）。进行统计时，光度不是直接观测量，这很好解决。借用宇宙学公式中的视星等红移关系可用视星等和红移把光度表示出来。因此，往往就直接采用以视星等和红移为变量来计数就可以了。实际操作中往往不考虑红移，即把 z 积分，就得到所谓“视星等计数”，简称星等计数。显然，星级计数不能代表全部演化性质，但应用中通常可以反映演化的主要特征。即用观测的星等计数曲线与认为类星体不演化的理论曲线进行对比。对比结果表明^[37,38]，一方面， $m < 20^m$ 观测曲线上升比不演化的理论曲线快。这意味演化明显存在，看到远处类星体比近处多。另一方面， $m > 20^m$ 观测曲线上升又比不演化的理论曲线慢，说明更远处类星体反而少了。这意味着这时已处于它的诞生期。直接红移计数也证明了 $z \sim 3$ 大概是类星体的诞生期。进一步说，当我们问看到远处类星体多的含义何在？问题就发生了。有两种可能

的极端情况，一是类星体空间密度的确大了，但也可以是远处类星体亮了因而容易看到了。这两种演化模式分别称为纯密度演化和纯光度演化。当然也可能是两者俱有的混合演化^[38]。实际做法是先假设演化模式和演化函数形式，其中有待定参数，通过与星等计数的弥合决定待定参数。通过观测得到的演化图象大体是这样。如果认为是纯密度演化，在 $z=2$ 处数密度约是现在的 10^3 倍；如果认为是纯光度演化，在 $z=2$ 处类星体比现在平均亮50~100倍。现在还不能完全确定演化的模式，但倾向于是光度演化与密度演化的混合演化。这从物理上似乎更站得住，因为按吸积模型吸积率的变化将导致光度变化，而演化又涉及诞生过程，密度不可能不变。观测对比还发现光度大的类星体演化快，光度小的演化慢。联想到恒星演化中大质量星演化快，这就很自然的了。如果把类星体演化加进低光度活动星系核（Sy1 星系）一同考虑，则可认为 Sy1 星系是在类星体的演化序列之中^[38]，Sy1 星系的演化要慢，其中极低光度者甚至不演化。这个有猜测成份的结论仍需其他观测来核实。

另外，早在研究类星体光学演化之前，就发现了射电类星体射电光度的演化。在类星体的 X 流量测量后，也发现 X 射线光度也有演化，只不过不如光学光度演化快。

类星体的其他物理参量如红外光度、谱线性质、化学组成、谱指数等的演化问题已经提出来，这都是后续问题。但置信度大并意义明显的结论尚不多。

射电星系中强射电星系演化快，弱射电星系演化慢。现在的研究不排除象类星体和 Sy1 星系一样纳入同一演化系列，即强射电星系演化成弱射电系。

其他类型活动星系核演化确切结论就很少了，更谈不上类型之间的演化。但发现一件很讨厌的事，就是星系间的相互作用和并合起着相当的作用，这样单体演化变为多体演化，渐变之中加上突变（星系并合），也许需要这一套演化描述方法的根本改造。

现在我们转向统一的讨论。“致密天体的吸积和喷流”一章已从理论上论述了统一的可能性和途径。本节主要给出一些观测上的证据，为寻求统一方面，不妨先总结一下已知的活动星系核中发现的结构。正如在第1节中所说，其结构复杂。观测波段所用频率越高，探测的结构也越小。此即第二节所说观测波段反映结构所指。这些结构中很少有球对称，肯定有不对称结构的是内区的黑洞——吸积盘——喷流系统。射电喷流中的束流不仅是细锥状结构而且相对论效应加强了空间的各向异性。宽线区也可能是锥上的壳。在宽线区和窄线区之间还存在尘埃层，其形状可能是环或锥。这些不对称都会使由于视向不同而引起不同的观测效应，

表 2 活动星系核的结构

结构	尺度	观测波段
射电展源	$10^3 \sim 10^6 \text{ pc}$	射电
射电喷流	$10^1 \sim 10^2 \text{ pc}$	射电
射电致密源	$1 \sim 10^2 \text{ pc}$	射电
尘埃云	$10^{-1} \sim 10^4 \text{ pc}$	红外
窄线区	$10 \sim 10^3 \text{ pc}$	光学、紫外
宽线区	$10^{-2} \sim 1 \text{ pc}$	光学、紫外
吸积盘	$10^{-4} \sim 10^{-2} \text{ pc}$	光学、紫外、XUV、软 X 射线
光学连续谱发射区	$10^{-3} \sim 10^{-1} \text{ pc}$	光学
X 射线冕区	$10^{-2} \sim 10^{-5} \text{ pc}$	硬 X 射线
黑洞	10^{-5} pc	

显然，观测表现依赖于视向，而视向不是观测源的内禀量。建立统一理论首先要剔除视向的影响。80 年代发展的统一模型正是踏出了这一步^[1,7,13,39]。

Sy1 和 Sy2 星系的统一最为明显，它具有直接的观测证据。Sy1 和 Sy2 差别在于 Sy2 没有宽线，如果就此认为它没有宽线区，则二者的区别是实质性的。后来观测发现 Sy2 中有宽线，只不过更弱而且是偏振的。这说明 Sy2 中有宽线区只是被挡住了，偏振光才能显示其存在。从 Sy1 结构中可见宽线区和窄线区不连续，尺度相差两个量级，且其中有尘埃区。只要假设尘埃吸收区是分布于赤道面附近的环或锥（内缘与轴张角约 50° ）。在环或锥内侧

有热气体,其中电子能散射内区的辐射.这样就能统一 Sy1 与 Sy2 的结构. Sy1 视向位于近于轴向的 50° 内不受吸收环影响,观测者能直视宽线区. Sy2 视线位于与轴成 50° 角之外,吸收环影响不能直视宽线区,但通过热电子散射能测量到散射偏振光. Sy1 和 Sy2 统一于具有相同的结构上.

类似的吸收环效应(宽线和连续谱)也发现在射电类星体和窄线射电星系中存在吸收环,直视区与轴夹角小于 45° . 射电类星体视向位于直视区内,而窄线射电星系视向上受吸收环的影响不见宽线区.

束流运动的相对论效应尤其是视流量放大作用在 BL Lac 天体中有极明显的表现. 在射电喷流观测中亦有体现. 当相对论喷流方向近于视向时,迎向源视流量加强,背向源视流量减弱,两者相差可达 $10^3 \sim 10^4$ 倍,而表现为单侧喷流. 现在几项观测都表明蝎虎天体与弱射电星系能够统一,差别只在视向与源轴方向夹角上. 从观测数密度大体定出相对论束半张角约为 14° ,对蝎虎天体的视向处于这角之内,而观测射电星系的视向在其外.

由于相对论束半张角小于吸收环直视区半张角($\sim 45^\circ$),在其间观测到的应是宽线射电星系. 光学剧变(OVV)类星体是视向近于喷流方向的射电类星体,与强射电星系统一.

由此可以大体构出以下统一模型的图象. 射电喷流存在与否是重要的,由此分为两类,它示意地表示在图 14.9 的上半部与下半部. 随视向与轴向夹角增加表现形态为:

蝎虎天体→弱射电星系(宽线→窄线)

OVV 类星体→强射电星系(宽线→窄线)

射电宁静类星体和 Sy1 星系→Sy2 星系两类射电源间可能存在演化. 这个轮廓是很初步的,它不排除其中有交叉(如射电宁静 OVV 类星体). 有待论证的事情还很多,例如对于吸收环,如果模型是“完全统一”的,其环外辐射区性质在统计上应相同,它包括窄线区性质、光学星系光度函数以及远红外尘埃区性质等. 它

们不是尚无定论就是存在困难. 例如 1/3 的 Sy1 和 Sy2 远红外辐射谱相近, 而其他的 2/3 不同. 另外, 还要证明环内辐射的差异只是由于环吸收引起的. 例如 X 射线辐射. 只当吸环内 (有尘埃、气体和分子云) 中性氢柱密度为 $10^{23} \sim 10^{24}/\text{cm}^2$ 时, 才能满意解释 Sy2 星系软 X 射线辐射本领的明显下降. 对于射电活动星系核的统一也有类似问题, 已有观测迹象表明子源间距离、光学星系尺度、外界环境、与其他星系相互作用这些应趋于统一的量似有差别. 可见, “统一模型” 不能一步到位, 做到完全统一.

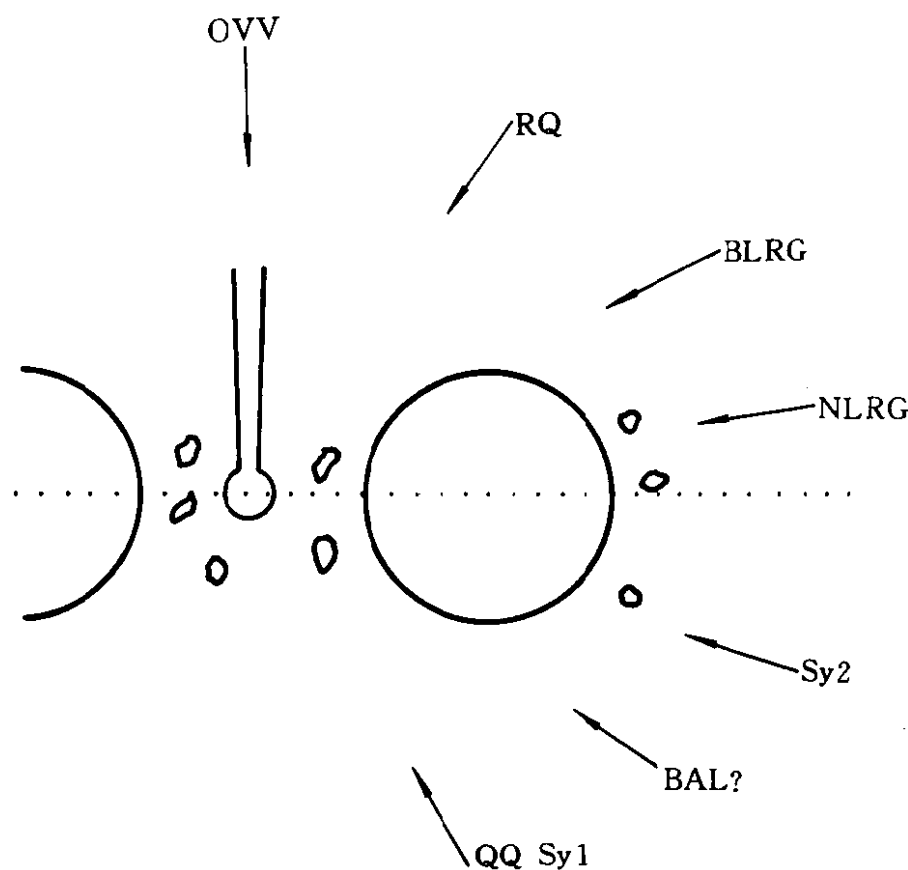


图 14.9 活动星系核统一模型的示意图. 上半部表示有射电喷流的射电活动星系核的统一模式. 下半部表示无射电喷流的射电宁静活动星系核的统一模式. 大圆表吸收环, 其内是宽线区, 其外是窄线区^[27]. 该图取自[7].

无论如何, 统一模型在认识活动星系核现象上有进步, 它排除了部分的视向效应, 或者说它综合了视向效应而获得了较全面

的图象.

过去在分类活动星系核时太注意演化了, 往往把一切表现活动性均认为是演化. 统一模型暂时避开了, 但真正的演化仍有待研究, 也许是按新的分类去重新考虑, 这是统一模型发展要考虑的第一个问题.

统一模型发展要考虑的第二个问题是本底光学星系的问题. 射电活动星系核的本底星系多是椭圆星系, 射电宁静活动星系核本底星系多是旋臂星系, 而二者的演化性质与光度函数又很相似, 两者关系是什么? 核区喷流以及磁约束机制能影响到如此大的外部结构吗? 还是形成星系后才触发核内区的活动机制吗?

统一模型发展要考虑的第三个问题是环境、星系相互作用和星系并合问题.

LINERs 还未进入统一模型、它的光度只有 Sy1 星系的 1%, 按标准模型它的吸积率更小. 它的光谱特征可用光致电离加上激波激发解释. 故可能属同一演化系列, 但要加入触发激波形成的机制.

星暴星系特征是核区中恒星形成的活动性, 核中心没有黑洞, 它的中心也不大可能塌缩成大质量黑洞, 而演化成标准的活动星系核. 因此, 它作为活动星系核也只是核区有活动性的孤立成员. 强 IRAS 星系具有一般活动星系核的谱和其他特性, 只不过核区气体尤多, 它非常可能在消耗气体后演化成一般的活动星系.

6. 展望

统观研究现况, 最引人入“谜”的问题已有共识而成为认识活动星系核现象的支柱. 它们是:

- * 结构及其特征;
- * 统一模型及其指出的方向;
- * 能源问题和巨型黑洞的吸积盘理论;
- * 发射线问题和光致电离模型;

- * 连续谱问题和多种发射机制及相对论束流理论；
- * 类星体的统计演化性质；
- * 引力透镜和微引力透镜理论；
- * 吸收线研究等。

预测未来，惊人的发现最可能出现在正在运转的 HST、ROSAT、Ginga, ASTRO-D, GRO, VLBA 以及本世纪投入运行的 AXAF, 8m 级光学望远镜, ISO 发表的结果中。例如, HST 已将类星体吸收线作为三个关键课题之一, 它的高分辨率谱将会对类星体中气体外流行为以更精确描述。同时也会对插入天体中星系晕的性质以及 $L_{\text{吸}}$ 吸收丛的分布和演化有确切的了解(完成初稿后作者已发现 HST 关于吸收线的长篇连续文章开始在 ApJ 上发表)。ROSAT 上的 XUV 望远镜会不会给出哪怕一例大蓝包的峰区情况, 在这一观测空白区添上一笔, 从而对吸积盘内区热辐射情况以关键信息。退一步, HST 会给出大蓝包左侧更细致的形状, 而 ROSAT 和 AXAF 的软 X 射线谱也会比 Einstein 天文台更精确。从而对大蓝包右侧行为以更多的限制。GRO 在 90 年代初宣布观测到 20 个 blazars 的大于 100MeV 极高能 γ 射线辐射, 估计它会继续在从硬 X 射线到 100MeV 连续谱给出主要的特征, 从而使活动星系核 γ 射线研究进入兴旺期。ISO 的观测延伸到 400 μm , 已接近填充 mm~FIR 这一观测空白区。它将会对远红外谱, 特别是向射电波段急陡下降有更多了解。这些也将对尘埃外层的尺寸和性质以及亚毫米波段辐射和吸收机制决定有重要贡献。如一切顺利, 这样活动星系核观测的三个“不毛之地”(亚毫米段, XUV 段和甚高能 γ 射线段)。则可略见端倪, 开始真正的全电磁波段活动星系核的研究。

但是, 我们预计的最大的变化应在 X 射线波段。从观测上, AXAF 角分辨率已优于地面光学望远镜。灵敏度比 ROSAT 提高近 2 个量级, 能量分辨率也提高了几十倍, 因而可以充分显示 X 射线谱的位置和轮廓, 使从 Ginga 开始的 X 射线谱线研究将进入

最辉煌的时代。同时它的高分辨观测可能对活动星系核内气体的分布和运动有更多的了解，而对吸积盘的形式有更多限制。我们知道，核最内区行为已成为理解活动星系核行为的关键，活动星系核的动力学模型中种种不确定因素如盘的类型，喷流的形成与约束会从观测取得更多证据，这将更有力推动理论的发展。中心区黑洞——吸积盘——喷流模型虽初显轮廓，但黑洞质量，盘的形式、电磁性质、吸积气体来源等因素的确定，会使某些更具体的模型得到充分的论证和发展，各类吸积盘间的过渡和转化研究也许会走向定量阶段。这些都为进一步讨论演化性质创造前提，X射线冕区的形态、结构、内部动力学也会从直接的X射线谱、谱线以及时变特点分析出更多有意义的结论。

观测会对原子离子谱线的强度、轮廓的时变性质提供更多更可靠数据，连续谱在 Lyman 系限以后性质有所探索，谱线观测会从远红外延伸到远紫外，这些将是完善光致电离理论的基础，对宽线区和窄线区结构了解更细致，也会更充分论证盘发射的可能性。

统一模型会取得更多的观测支持，会发现更多的共性，也会引出许多更富物理意义的分类。核内区和外部结构关系会更清楚，在喷流形成与演化性质明确以后，也许会导致射电和非射电两大类型演变条件和统一的可能性。

类星体的统计演化规律会建立在更可靠而细致的观测基础之上。除了星等计数以外其他观测规律会引入检验，演化参数会有更明确更直接的物理意义。类星体的动力学演化将进入定量讨论，并会用以解释统计演化规律。而且反过来将用统计演化规律来限制发展起来的黑洞——吸积盘——喷流模型。在这些基础之上，可能发展成全部活动星系核的演化理论。它距离星系演化理论也许只有一步之遥了。

总之，像过去和现在一样，活动星系核研究在未来也会是天体物理领域中发展最迅速的一支和最富成果的一面。活动星系核

研究成功的标志应是全面了解活动星系核现象和特征,完整描绘它的结构,给出整体和分段的发射机制,解释全波段中出现的谱线,分析出全部决定演化特性和形态差异的物理参量,形成完整的演化理论.何时完成这一历程,可以有乐观的估计,但也不排除又出现在它研究史上的解谜又出新谜的局面.我们不会忘记活动星系核内区是天体中最复杂而又活动最剧烈的区域之一.

参 考 文 献

- [1] Blandford R D. In: Courvoisier T J L, Mayor M. ed. Active Galactic Nuclei. Berlin: Springer-Verlag Press, p. 161
- [2] Netzer H. In: Courvoisier T J L, Mayor M. ed. Active Galactic Nuclei. Berlin: Springer-Verlag Press, p. 57
- [3] IAU Cir. No. 5594
- [4] Kellermann K I. Nature, 1993, 361 : 134
- [5] Zhou Y Y, Fang D P, He X T, et al. The Distribution of Quasars on The Large Scale and The Super Large Scale. Ap J, 1986, 311 : 578
- [6] Boyle B J, Fong R, Shanks T. On The Correlation of UVX QSOs with Galaxies. MNRAS, 1988, 231 : 897
- [7] Woltjer L. In: Courvoisier T J L, Mayor M. ed. Active Galactic Nuclei. Berlin: Springer-Verlag Press, p. 1
- [8] Blandford R D, Narayan R. Cosmological Applications of Gravitational Lensing. Ann Rev Astron Astrophys, 1992
- [9] Longair M S. Proceedings of IAU Symp. 124
- [10] 苏洪钧, 方成, 金文敬等, 中国科学院院报 1988 3 : 245
- [11] Trimble V. Astrophysics in 1991. P A S P, 1992, 104 : 1
- [12] Trimble V. Current Physics Microform No. 9301 C1627. P A S P, 1993, 105 : 1
- [13] Bregmann J N. A Ap Rev, 1990, 2 : 125
- [14] Sanders D B, Phinney E S, Neugebauer G. Continuum Energy Distributions of Quasars. Ap J, 1989, 347 : 29
- [15] Malkan M A, Sargent W L W. The Ultraviolet Excess of Seyfert 1

- Galaxies and Quasars. *Ap J*, 1982, 254 : 22
- [16] Malkan M A. The Ultraviolet Excess of Luminous Quasars II. *Ap J*, 1983, 268 : 582
 - [17] Sun W H, Malkan M A. Fitting Improved Accretion Disk Models to The Multiwave-length Continua of Quasars and Active Galactic Nuclei. *Ap J*, 1989, 346 : 68
 - [18] Czerny B, Elvis M. Constraints on Quasar Accretion Disk from The Optical/Ultraviolet/Soft X-ray Big Bump. *Ap J*, 1987, 321 : 305
 - [19] Begelman M C, Blandford R D, Rees M J. Theory of Extragalactic Radio Sources. *Rev Mod Phys*, 1984, 56 : 255
 - [20] Cohen M H. In: BL Lac Objects. Berlin: Springer-Verlag Press, p. 13
 - [21] Walfer R, Fink H H. *A Ap*, 1993
 - [22] Zhou Y Y, Yu K N. Analysis of Soft X-ray Excess of Quasi-Stellar Objects by Using IPC Spectrum. *Ap J*, 1992, 400 : 430
 - [23] Shakura N J, Synyaev R A. Black Holes in Binary Systems. *A Ap*, 1973, 24 : 337
 - [24] Wallinder F H, Kato S, Abramowicz M A. Variability of The Central Region in Active Galactic Nuclei. *A Ap*, 1992, 4 : 79
 - [25] Pounds K A, McHardy I M. Physics of Neutron Stars and Black Holes. ed. Tanaka Y. Tokyo: Uni Press. 1988
 - [26] Fiore F, Massaro E, Barone P. The X-ray Variability of The Seyfert Galaxy NGC6814. *A Ap*, 1992
 - [27] Done C, Madejski G M, Mushotzky R F. The X-ray Variability of NGC6814. *Ap J*, 1992
 - [28] Papadakis I E, Lawrence A. Quasi-periodic Oscillations in X-ray Emission from The Seyfert Galaxy NGC5548. *Nature*, 1993, 361 : 233
 - [29] Abramowicz M A, Dumont A M. Cooling Function for Hot Dense Gas. *A Ap*, 1991, 254 : 454
 - [30] Abramowicz M A, Bao G, Fiore F. A Model for The X-ray Variability of The Seyfert Galaxy NGC6814. *Nature*. 1992. 356 : 41
 - [31] Davison K, Netzer H. *Rev Mod Phys*. 1979, 51 : 715

- [32] Collin-Souffrin S, Dyson J E, McDowell J C, et al. The Environment of Active Galactic Nuclei I. MNRAS. 1988, 232 : 539
- [33] Blandford R D, McKee L M. Reverberation Mapping of The Emission Line Regions of Seyfert Galaxies and Quasars. Ap J, 1982, 255 : 419
- [34] Clavel J, et al. Variability of AGNs. p. 301 [s. l.] [s. n.]
- [35] Peterson B M, Balonek T J, Barker E S, et al. Step Toward Determination of The Size and Structure of The Broad-line Region in Active Galactic Nuclei II. Ap J, 1991, 368 : 119
- [36] Peterson B M, Alloin D, Axon D, et al. Step Toward Determination of The Size and Structure of The Broad-line Region in Active Galactic Nuclei III. Ap J, 1992, 392 : 470
- [37] Schmidt M, Green R. Quasar Evolution Derived from The Palomar Bright Quasar Survey and Other Complete Quasar Surveys. Ap J, 1983, 269 : 352
- [38] Heisler J, Ostriker J P. Models of The Quasar Population I. Ap J, 1988, 325 : 103
- [39] Urry C M, et al. Comments Astrophys. 1991, 15 : 111
- [40] Marsher A P. AGN Paradigm. 1992, p. 377 [s. l.] [s. n.]

十五、活动星系核的甚长基线观测研究

南仁东

(中国科学院北京天文台)

1. 甚长基线干涉测量概述

自从 Jansky K 在 60 年前第一次发现并确认了来自我们银河系中心的射电辐射, 曾以光学观测为传统的天文学又掀开了新的一页. 与光学观测相比, 当时射电观测的主要缺陷是角分辨率低. 射电干涉技术的出现为解决这一问题找到了出路. 一对干涉仪将两面分开的天线所接收的信号结合并进行分析. 结果分辨率仍为 λ/D , 但这里的 D 不再是单个望远镜的孔径, 而是两面天线在观测方向上的投影距离, 也就是射电天文常用术语“有效基线长度”.

对确定的观测波长 λ , 长的干涉仪基线给出高的角分辨率, 但人们很快发现电缆连接干涉仪在提高分辨率上所遇到的困难, 这些困难不仅来自于长电缆造价昂贵, 而且也由于长电缆随温度变化所引进的相位不确定性. 1955 年取代直接电缆连接的微波无线电连接干涉技术在英国的 Jodrell Bank 被采用, 从物理上讲, 这一新型干涉仪与连线干涉仪没有实质差异, 干涉仪阵 MERLIN (综合孔径系统) 中的各面天线使用同一本振, 用于信号传输的电缆为微波通道取代. 由于使用这一新技术, 最长基线达 132km. 使用这样的高分辨系统, Jodrell Bank 发现在他们所研究的小角径河外目标中有 9 个依然不能分辨, 这些超致密的射电源至少在一个方向上小于 $0.1''$, 射电观测的分辨率终于明显地超过了光学^[1].

为了进一步延长干涉仪基线, 以实现更高角分辨率的追求, 无论是电缆连接还是微波连接干涉仪在保持相关相位稳定与补偿

大的时间延迟时都遇到难以克服的障碍。甚长基线干涉技术，也就是射电天文学上简称的 VLBI (Very Long Baseline Interferometry) 技术对传统射电干涉技术作了彻底的革新。VLBI 舍弃了单元天线之间任何实际上的物理联系，使它们独立操作，将其接收的信号在精密的时间、频率标准控制下，纪录在磁带上，晚些时候送至一个方便的地点作相关处理，这一新技术极大地延长了干涉仪基线。

可以称为 VLBI 实验先驱工作的有两个：一个是由美国 Florida 大学的一个研究小组在 1965 年完成的^[2]，目的是研究木星射电爆发，在基线两端独立地将数据纪录在模拟磁带上，两站未采用独立时钟，而是通过电话线传送定时脉冲，带宽只有 2.4kHz。另外一个实验是 1967 年加拿大小组使用独立的时间、频率标准的 VLBI 448MHz 观测^[3]。随之而后，1968 年 1~2 月间 5GHz 的跨大西洋 VLBI 实验成功，有效基线长达 105M λ ，给出的角分辨率为 0.65 毫角秒，这一实验的成功意味射电观测角分辨率高于其它天文波段 3 个数量级。至 1969 年底，美国进行了一系列的频率切换 VLBI 实验以增大带宽，这些实验的成功完全证明了对 VLBI 所进行的一系列理论分析是正确的，展示了它的发展前景，人们把这些实验所用的仪器称为 MK1。为了提高信噪比及相关处理速度，将带宽扩至 4MHz，完成了硬件相关处理器，这就是 70 年代初出现的至今仍广泛使用的第二代 VLBI 系统 MK2。它的基本功能框图如图 15.1 所示。1975 年，第三代 MK3 系统的研制在美国 Haystack 射电天文台开始，带宽扩至 56MHz，发达的软件系统提高了工作的自动化程度。

从第一次试验至今的 30 年中，由于频率稳定性不断提高，定时装置日趋完善，先进接收机技术的采用，带宽不断扩展，相关处理系统的多通道、高速化，加之从观测、相关以及相关后处理软件的开发，VLBI 技术进入了成熟阶段。可用于 VLBI 观测的射电望远镜遍布世界各地。图 15.2 展示了目前世界上可用于 VLBI

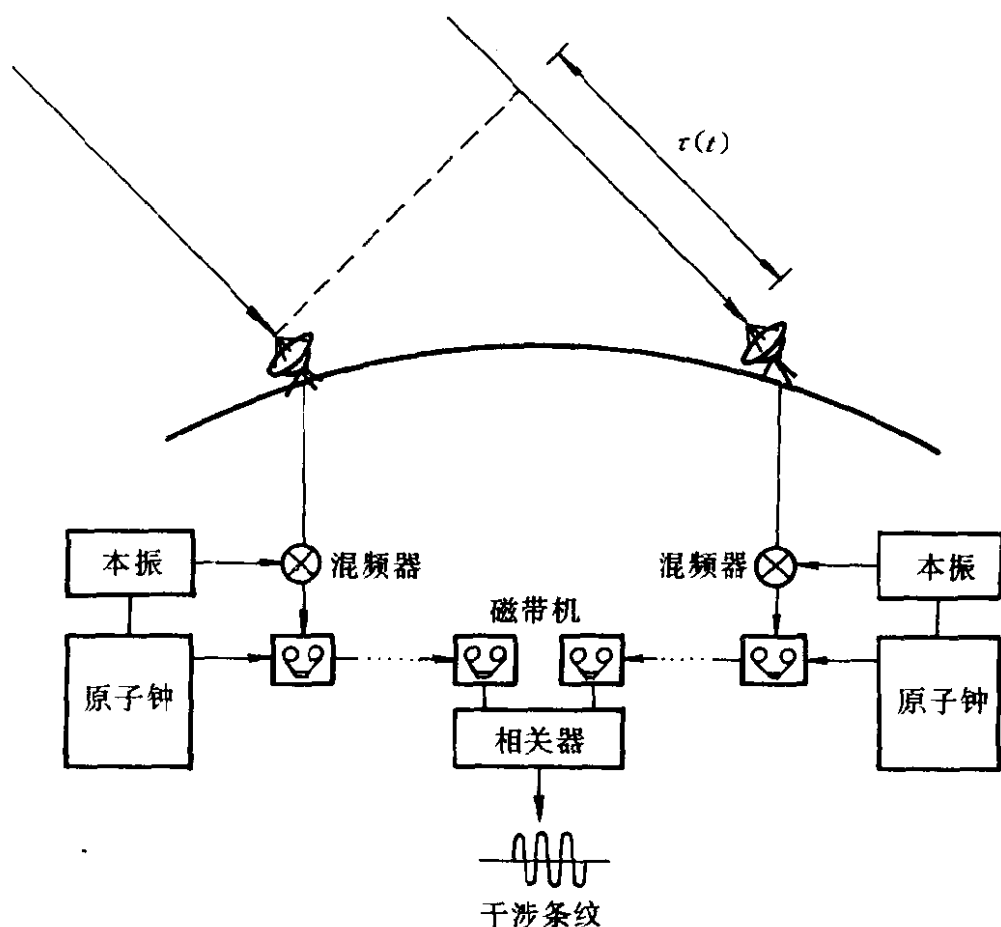


图 15.1 甚长基线干涉仪 (MK2 系统) 的基本功能框图

观测的天线。图中实心黑点表示欧洲网 EVN (European VLBI Network) 的天线，世界上最大的天线如德国的 100m Effelsberg 荷兰的 Westerbork 相位阵、英国 Jodrell Bank 76m 天线都属于该网，因而 EVN 网有较高的检测灵敏度。图中灰色点处表示的原美国网 USVN 天线大多已退役，目前已为刚投入运行的美国甚长基线阵 VLBA (Very Long Baseline Array) 所取代。该阵包括 10 面 25m 天线，东起夏威夷，西至波多黎哥，有良好的天线分布排列以及统一规格的天线、接收机、纪录终端和处理系统设计，因而有较高的运行效率。现在越来越多的课题申请使用全球网 Global，指同时使用以上两网的 18 面天线。图中的非正规网天线也可以根据课题需要协商申请使用。由上海天文台开始的中国 VLBI

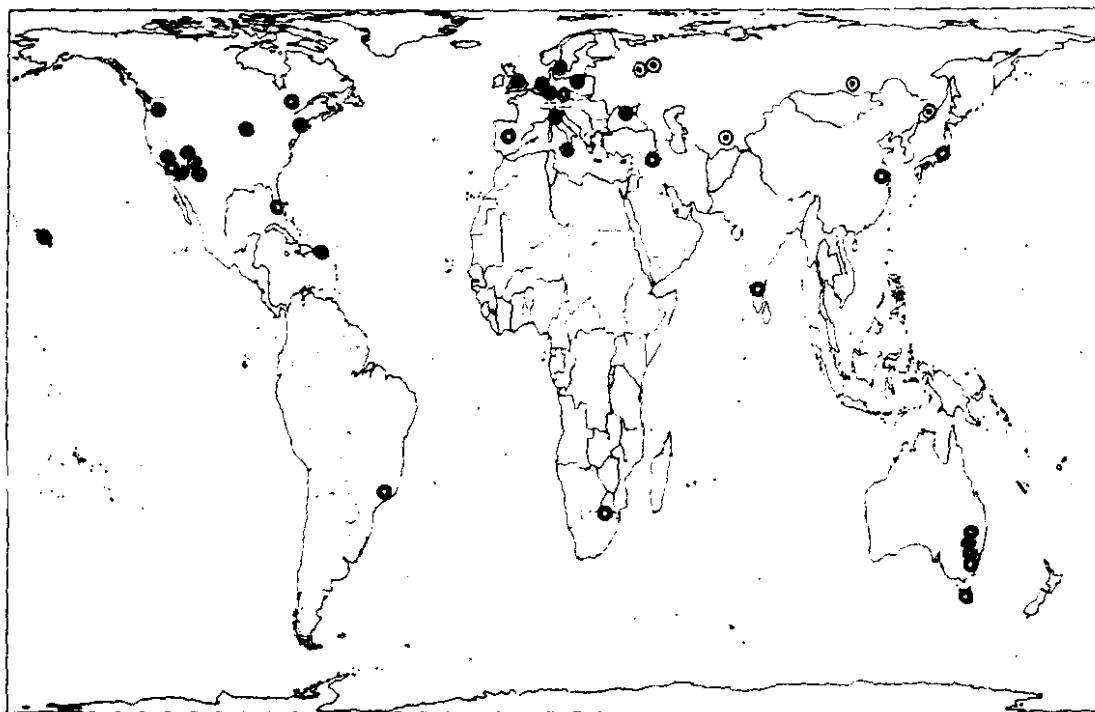


图 15.2 目前世界上可用于甚长基线观测的天线分布. 实心圆表示欧洲网 (EVN), 影线圆表示美国甚长基线阵 (VLBA), 有圆心的空心圆表示俄罗斯网, 空心圆表示可用于 VLBI 观测的其它天线.

建设取得了长足的进展, 并已有多次国际合作成功的观测结果, 目前上海台已成为 EVN 网成员, 另一个中国 VLBI 台站于 1994 年在乌鲁木齐站投入运行, 由于它所处的地理位置, 该站将在国际天体物理 VLBI 联测中发挥重要作用.

2. 甚长基线干涉的原理及成图

2.1 基本原理

假设图 15.1 所示的一对 VLBI 干涉仪跟踪的视场中心方向为 S_0 , 环绕视场中心沿天空坐标 x 、 y 的射电亮度分布为 $I(x, y)$, 干涉仪基线 B 以波长计在 S_0 垂直方向投影为 u, v , 理想的相关输出应为

$$V(u, v) = \iint A(x, y) I(x, y) e^{-2\pi i(ux + vy)} dx dy$$

$$A(x, y) = \sqrt{A_1(x, y) A_2(x, y)}, \quad (1)$$

其中 A_1 、 A_2 分别为两面单元天线方向图. 如果在视场中心附近是我们感兴趣的射电结构, 通常 $A(x, y)$ 可以视为常数, $V(u, v)$ 与 $I(x, y)$ 之间有简单的傅里叶变换关系, 复函数 $V(u, v)$ 表示了空间亮度分布 $I(x, y)$ 一个空间谱分量, 射电天文上又称之为可见度函数. 以天体物理学为目的的 VLBI 实验是由观测相关处理和预先分析来确定 $V(u, v)$ 的相位及幅度, 然后通过图象处理来寻找能解释 $V(u, v)$ 的源结构.

$V(u, v)$ 的相位基本由相关器输出决定, 之后通过条纹拟合 (fringe fitting) 算法来提高其求解精度. 由于独立本振的采用和无法测定的大气传播相位, 除去特殊的情况 (相位参考技术), $V(u, v)$ 一般含有台站独立并无法预知的附加相位, 因而 VLBI 的天文相位不是直接可测的, 不完全的相位信息包括在观测总体的闭合相位中 (closure phases), 随使用天线数量的增加, 信息含量向同数目天线传统干涉仪阵的值靠近^[4].

VLBI 使用 1bit 相关, 这意味在信号数字化之后, 所有的绝对幅度信息丢失了. 在由相关器的输出得到相关系数 ρ_{12} (correlation coefficients) 之后, $V(u, v)$ 的绝对幅度由如下校准 (calibration) 公式确定:

$$|V(u, v)| = b \rho_{12} (T_{s1} T_{s2} / T_{01} T_{02})^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

其中 T_s 为天线的系统温度, 来源于各台站观测中的纪录; T_0 为天线灵敏度, 是单位流量密度引起的系统温升, 以 K/Jy 为单位; 常数 b 由观测校准源的实验来决定.

一对干涉仪在一个特定的时刻所测得的可见度函数 $V(u, v)$ 值是天空亮度分布的一个空间谱分量, 由于 $I(x, y)$ 为正实数, 由 (1) 式可推得 $V(u, v)$ 具有复共轭的性质. VLBI 阵内多个基线随

地球的旋转所形成的不完整椭圆采样轨迹在有限的 u, v 平面内产生覆盖(参见图 15.5(a)). 不考虑 $A(x, y)$, (1)式有非常简单的逆变换形式

$$I(x, y) = \iint V(u, v) e^{2\pi i(ux + vy)} du dv. \quad (3)$$

上式的物理含义非常明了: 由观测得到的可见度函数经傅里叶变换给出射电源的亮度分布. 但是, VLBI 实际的数据分析算法远非 (3) 式那么简单, 本文无法涉及其细节, 只能就其中几个最重要的数学概念及成图干扰因素给予扼要说明.

2.2 VLBI 图象处理

首先 (3) 式的积分限是全 u, v 平面的, 而实际上 $V(u, v)$ 只在有限个采样点上有观测值. 定义一个取样函数 $C(u, v)$, 其值在采样处为 1, 非采样处为 0, 则 (3) 式应写成

$$I_{\text{obs}}(x, y) = \iint C(u, v) V_{\text{true}}(u, v) e^{2\pi i(ux + vy)} du dv. \quad (4)$$

由卷积定律得

$$I_{\text{obs}}(x, y) = b(x, y) * I_{\text{true}}(x, y). \quad (5)$$

$b(x, y)$ 为采样函数 $C(u, v)$ 的傅里叶变换, 又称为综合束 (synthesis beam) 或脏束 (dirty beam). (5) 式表明重建的图象是真亮度分布被综合束的平滑. VLBI 观测大的 u, v 覆盖产生窄的综合束, 即给出高的分辨率. 另一方面, u, v 覆盖的不均匀造成了综合束不规则的形态, 分析过程中常常需要根据数据质量和课题目的给数据加权, 以降低分辨率为代价来改善综合束形态进而提高成图质量.

在有限的 VLBI u, v 覆盖之内采样点的分布有大而不均匀的空缺, 这些对成图形成 3 种限制: 第一, u, v 的最大值决定了成图分辨率, u_{max} 与 v_{max} 常常不同, 综合束一般有两维不等的角径; 在 VLBI 测量中缺少短基线, 即背景亮度及扩展亮度分布信息丢失,

图上最大可检射电亮度由 u 、 v 覆盖中心空洞限制在 $1/u_{\min}$ 、 $1/v_{\min}$ 之间, 为补偿这些损失, 处理时可以由观测数据外插, 补以零基线值或者加入综合孔径(例如英国的 MERLIN)短基线观测数据; 最后, 傅里叶变换理论告诉我们, 将角径为 θ_{map} 的源成图的充分必要条件是 u 、 v 平面内取样间距小于或等于 $1/2\theta_{\text{map}}$, 这就是恢复有限宽度函数的 Nyquist 取样定理. 对于任意空间亮度分布可成图的最大视场为 $1/2\Delta uv_{\max}$, 其中 Δuv_{\max} 为 u 、 v 覆盖内最大间距. 对于视场内只有点源的特殊情况, 视场常常由积分时间与工作带宽限制.

成图之前的数据需平均(积分)以提高单个点数据的信噪比与压缩数据量. 积分时间必须小于相关时间(coherence time)以避免大的相关损失. 地球自转不断地改变着基线在 u 、 v 平面投影位置, 换言之, 积分后的一个数据点代表 u 、 v 平面内一小段测量, 结果使视场中的点源幅度下降并沿弧向展宽, 这一效应随源的视场中心距离增加而增大. 带宽效应和积分时间效应相似, 也使源的幅度下降, 区别在于源结构不是沿弧向而是沿径向模糊. 这两个效应随观测频率的升高而变得显著, 可能成为视场尺度最终的限制因素.

VLBI 的图象处理是通过混合图技术(hybrid mapping)来实现的^[5,6,7]. 这一 70 年代中期成熟起来的算法使 VLBI 变为可成图技术, 同时也大大地改善了连线干涉仪阵的图象质量. 混合图是一个不断有人工干预插入的迭代过程, 这一过程包括自校准(self calibration)、傅里叶变换与反卷积(deconvolution). 能实现或部分实现混合图技术的软件系统有: CALTECH VLBI 专用软件, 其原始设计完成于加州理工学院, 软件的设计是专门面向 VLBI 工作的, 除完成混合图的必要工作程序外, 该系统还为 VLBI 数字模拟、观测流程设计、幅度校准等提供了方便的工具, 该软件还备有全世界所有 VLBI 台站信息和 VLBI 观测常用校准源的数据库; AIPS (Astronomy Imaging Processing System) 通用天文图

象处理软件, 该软件最早在美国甚大阵发展起来, CALTECH 与 AIPS 之间有方便的格式转换接口, 用户可以根据数据处理的需要, 在两个软件之间作出选择; 英国 Jodrell Bank 的 OLAF 软件 (Off-line Analysis Format) 及美国 Brandeis 大学的据有偏振观测处理能力的软件. 上述软件所包括的丰富的数学内容以及使用技巧非本文重点, 用户可以从文献 [8,9,10] 得到帮助.

3. 甚长基线观测对活动星系核研究的贡献

VLBI 观测在河内的目标, 例如恒星热辐射、耀星、密近双星、脉冲星, 特别是宇宙微波激射源 (maser) 的研究方向上取得了丰富的天体物理成果. 但是, 强的射电一般来于河外星系, 象其它射电观测一样, VLBI 的大部份观测目标是发生于远宇宙的活动星系核现象, 或称为 AGN (Active Galactic Nuclei). 目前高频 VLBI 的空间分辨率已达到有微角秒水平, 比 HST 高出 3 个数量级, 这一分辨率对赛弗特星系的空间分解能力接近日-地距离, 对高红移恒星系统在光年级. VLBI 是直接研究 AGN 精细结构的唯一工具. 本节从 AGN 现象的简单说明开始, 综述 VLBI 所获成果在这一研究方向上的意义, 并通过几个 VLBI 工作的实例来使读者在纵深方向了解它在 AGN 研究上的成就.

3.1 AGN 现象

AGN 现象发现于大量的光学观测以及射电源或 X 射线源的光学证认. 事实上绝大部分星系核心部份都有程度不同的活动现象, 例如在非活动星系 (Normal galaxy) M81 中就有展宽的 H_α 与 H_β 线 ($\sim 3\,000\text{km}^{-1}$) 被观测到. AGN 不是一个严格的分类概念, 与 AGN 现象有关的恒星系统种类众多, 经常遇到的有如下 10 类:

- (1) 射电星系 (RG);
- (2) 射电类星体 (QSR);
- (3) BL Lac 天体;

- (4) 射电宁静类星体 (QQ);
- (5) 光学激变源 (OVV);
- (6) 赛弗特 I 星系 (Sy1);
- (7) 赛弗特 II 星系 (Sy2);
- (8) 低电离核发射线区 (LINERs);
- (9) 星爆星系;
- (10) 强 IRAS 星系.

以上 10 类天体的分类特征是相互交叉的. 例如 QSR 的光学母体与 QQ 有相同的性质——小角径, 颜色偏蓝、高光度以及有强而宽的发射线; BL Lac 天体与 OVV 都缺少强的发射线, 有相似的高光变性质, 有时统称为 Blazars; Sy1 与 Sy2 之间的差异只在于 Sy1 有比 Sy2 更宽的发射线翼; 一个星系如果有一个亮而蓝的核并观测到宽的发射线将被分类成 Sy, 一个具有类似性质, 但没有清晰可见环绕星系且测得大红移的天体则称为 QQ, 可以想象一个绝对星等为 -21^m 或 -22^m 、处在邻近宇宙 ($z < 0.01$) 的 Sy, 由于宇宙消光效应, 在远处 ($z > 0.1$) 将被看成 QQ.

迄今为止, AGN 现象在所有天文窗口都可观测. X 射线波段所观测到的秒级时变现象说明 AGN 中心 X 射线源的小尺度在 $2 \times 10^{12} \text{cm}$ 之下, 而它产生的巨大能量会传至距核心 3Mpc ($\sim 10^{25} \text{cm}$) 处形成巨射电源. 在这样大的空间尺度与频率范围内辐射, 有些波段的 AGN 辐射功率高达 10^{41}J/s , 这表明 AGN 远远偏离热平衡. 由于观测手段的局限, AGN 的中心部分结构的直接观测事实还非常不足, 特别是宽发射线区以内的情况. 天文学家由观测和理论研究对 AGN 的总体图象得到某些共识——其核心部分非常热, 象恒星一样, 但对外有清晰的可见性 (光学薄); 对一个 AGN 总体, 非常不同的辐射温度的分量可以共存, 与日冕的情况相似; AGN 的“光球” (连续谱源) 可能是轴对称的但不太可能是球形, 不同频率的光球尺度非常不同; 一个 AGN 可能也象恒星一样有自己的基本结构:

(1) 黑洞. 从第一颗类星体被发现以来的一系列设想, 例如超新星、夸克、白洞以及黑洞^[1]等相继出现并用来解释 AGN 现象. 随着不断发现的新现象, 例如 X 射线源的快变、小尺度射电喷流 (jet) 给大部分早期产生的模型带来了困难, 而只有黑洞模型在过去 30 年中越来越得到完善与加强.

(2) 吸积盘. 当带有原始角动量的气体加速落向中心引力体时, 一个当然的理论结果是吸积盘的形成. 人们相信吸积盘存在于象白矮双星、中子双星、原恒星以及 AGN 这些天体中. 吸积盘应该在 AGN 现象中起很重要作用, 首先它是高速向中心运动气体的通道, 它本身应是连续谱源, 是发射线云与环绕星际介质电离的原动力; 它很可能是极风与喷流的形成处; 它同时应该是中心强引力场 (黑洞) 质量与自旋的供给源.

(3) 喷流. 上述 10 类与 AGN 现象有关的天体中, 随射电观测灵敏度的提高几乎都有可检的射电波段同步加速器辐射, 近核区的细长射电结构也就是喷流可以是准直的也可以是扭曲的, 常常与外层的射电瓣相连系. 与黑洞、吸积盘相比, 喷流在 AGN 中的普遍存在更具有实证性. 虽然喷流的观测主要是在射电波段进行, 但可以推断, 很多 AGN 中非射电的非热连续辐射也产生于喷流中的相对论束射效应 (relativistic beaming). 其次, 喷流是吸积盘形成的一个必然产物, 通过它盘中的气体丢失角动量并被持续加速.

如果所有的 AGN 都有如上的基本结构, 那为什么会形成不同分类, 这些分类能否表明这些天体的本质差异, 不同的 AGN 是否取决于不同的形成初始条件还是因为它们处在不同的演化阶段, 能否把它们看成是同种天体从不同观测方向得到的不同图象. 迄今为止, 有少量观测结果表明有些 AGN 经历年时间尺度的变化可以改变其分类, 特别是对那些长寿 ($>10^8$ 年) 的巨型源, 可以想象演化所起到的重要作用. 但是由于观测证据还不充分, 演化模型仍处于纯推演性阶段. 比较肯定并且带有实证性的 AGN

统一模型(unified frame)常常假想 AGN 的分类是由于同类天体、不同观测角度造成的。模型所涉及的方向性与散射、吸积介质非均匀性以及相对论性喷流的射束效应有关。例如 Barthel 模型^[12]假设 QSR 与 GR 有与 Sy1 与 Sy2 相同的关系, GR 中的 QSR 隐蔽在遮光的吸收环内侧,这一模型还成功地解释了 QSR 与 GR 的相对线尺度分布以及在强射电源表中的计数,同时也可以说明视超光速现象为什么多在 QSR 中被发现。这些不断完善的模型在说明不断增长的新观测现象同时,也受到了越来越多的挑战。

3.2 三个使用 VLBI 观测的 AGN 研究实例

象使用其它天文观测手段研究 AGN 一样, VLBI 工作可划分成两类:一是由定义的分类样本去推断天体的性质,二是将对个别源细节的研究结论推广到其可能的同类。对 VLBI 工作众多的课题方向以及它们的科学意图和结果这里无法一一涉及,下面介绍的是 VLBI 在单个河外源细节研究上的 3 项代表性工作。从这些课题的研究方法、高质量天图和所得到的结论,读者可以在细节上感受 VLBI 在 AGN 研究中的独到之处。

(1) NGC6251. NGC6251 是一个在 4 亿光年外处非常普通的椭圆星系,但由于它的射电结构层次丰富,使得它成为目前世界上几乎所有大型综合孔径系统和各频段 VLBI 网的观测目标。图 15.3^[13]上部的 Westerbork 综合孔径射电图反映了源的 600 万年总体结构,是一个大型星系的 60 倍,也是目前观测到的最大射电源之一。采用相同的比例,在图上光学对应体的直径小于 1mm。由光学母星系开始向图的右上方有一细长的高亮度辐射区,中间 VLA 的射电图揭示了这一长达 50 万光年喷流的细节,左端的射电亮峰对应着 NGC6251 的星系核。最下面的图是 VLBI 观测得到的只有总体尺度二百万分之一的核内层结构,长度只有 8 光年左右,而且其取向与大尺度喷流只有几度之差;核喷流的角宽为 0.1 毫角秒,不同尺度喷流之间的准直关系至少保持了 5 亿年,以使

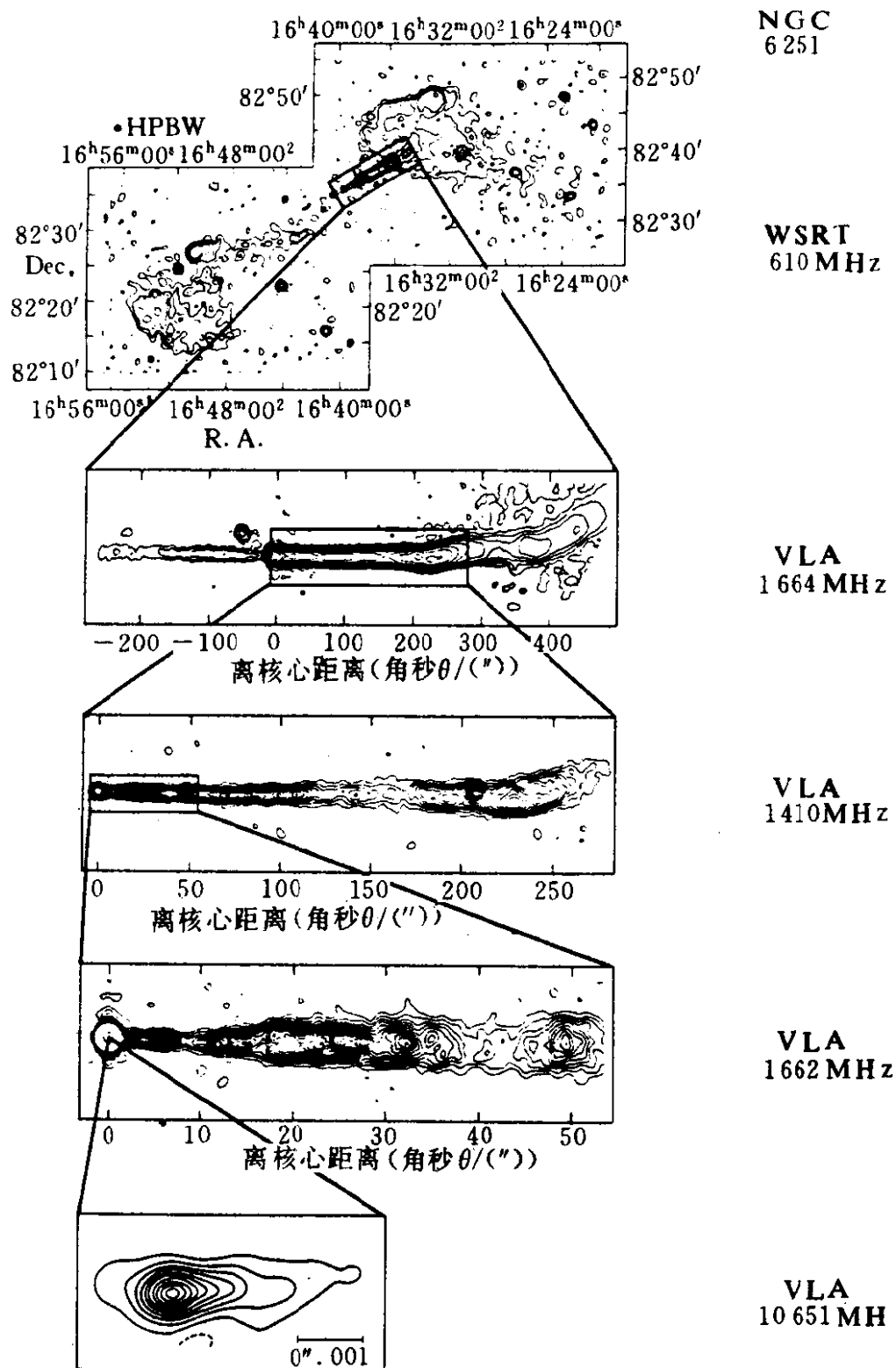


图 15.3 不同频率、不同分辨率的 NGC6251 射电图
近光速的喷射物质由核传向大尺度喷流的另一端。

要解释 NGC6251 射电特性的中央发动机必须满足如下条

件：在 1 光年之内的小区域将上千万个太阳的质量转化成能量；喷射物质局限在小于 3° 的角锥内；在喷射出相当一个小星系质量物质的过程中，喷流稳定在 1° 之内；喷射速度接近光速。能满足以上所有条件的发动机理论模型只有一个——巨质量黑洞和与之相连的吸积盘，发动机的动力可能来源于比一般恒星中核能更经济的引力能，燃料质量的需求量比核反应低 50 倍。目前高频 VLBI 的空间分辨率刚开始接近理论模型中吸积盘的外缘，如果上述结论是正确的，新的 VLBI 技术特别是亚毫米波和空间 VLBI 技术的发展，将在本世纪末使天文学家有可能对 AGN 的中心引力体（吸积盘与黑洞）作精细结构的观测研究。

(2) 3C273 与视超光速现象

不是所有射电源都像 NGC6251 外层那样有比较对称的双边结构。非对称甚至单边喷流也经常在亮核中发现，部分还伴随有时间尺度为年或月量级的亮度变化。其中某些单边喷流的结构似乎以几倍于光速的速度离开核，这就是所谓视超光速现象 (superluminal)。在 VLBI 混合图技术发明之前，这一类现象就被一些人用理论模型拟合 VLBI 干涉仪输出的方法所发现，但大多数天文学家对此表示怀疑，他们在相信哈勃定律与爱因斯坦相对论还是相信 VLBI 这门新技术之间选择了前者。现在看来，即使当时模型有些缺陷，但视超光速运动确实存在，混合图方法的发展提供了有说服力的证据。第一个被确认有超光速运动的源是目前发现的最亮类星体 3C273，这一源有非常罕见的光学喷流，在射电天文观测的早期人们就发现了光学喷流相关的射电辐射。光学谱线的大红移也首先在 3C273 中发现，它在 30 亿光年远处以 $0.16c$ 的速度远离我们而去。

图 15.4^[14] 是 3C273 的 VLBI 射电图。由上至下的连续监测显示出总体尺度在 3 年内由 62 增至 87 光年。这样，由左端核心处喷出的小团块相对于核的表现速度为 $9.6c$ 。对这一现象的解释没有触及传统的距离估计方法，也不必与真正的“超光速粒子”打

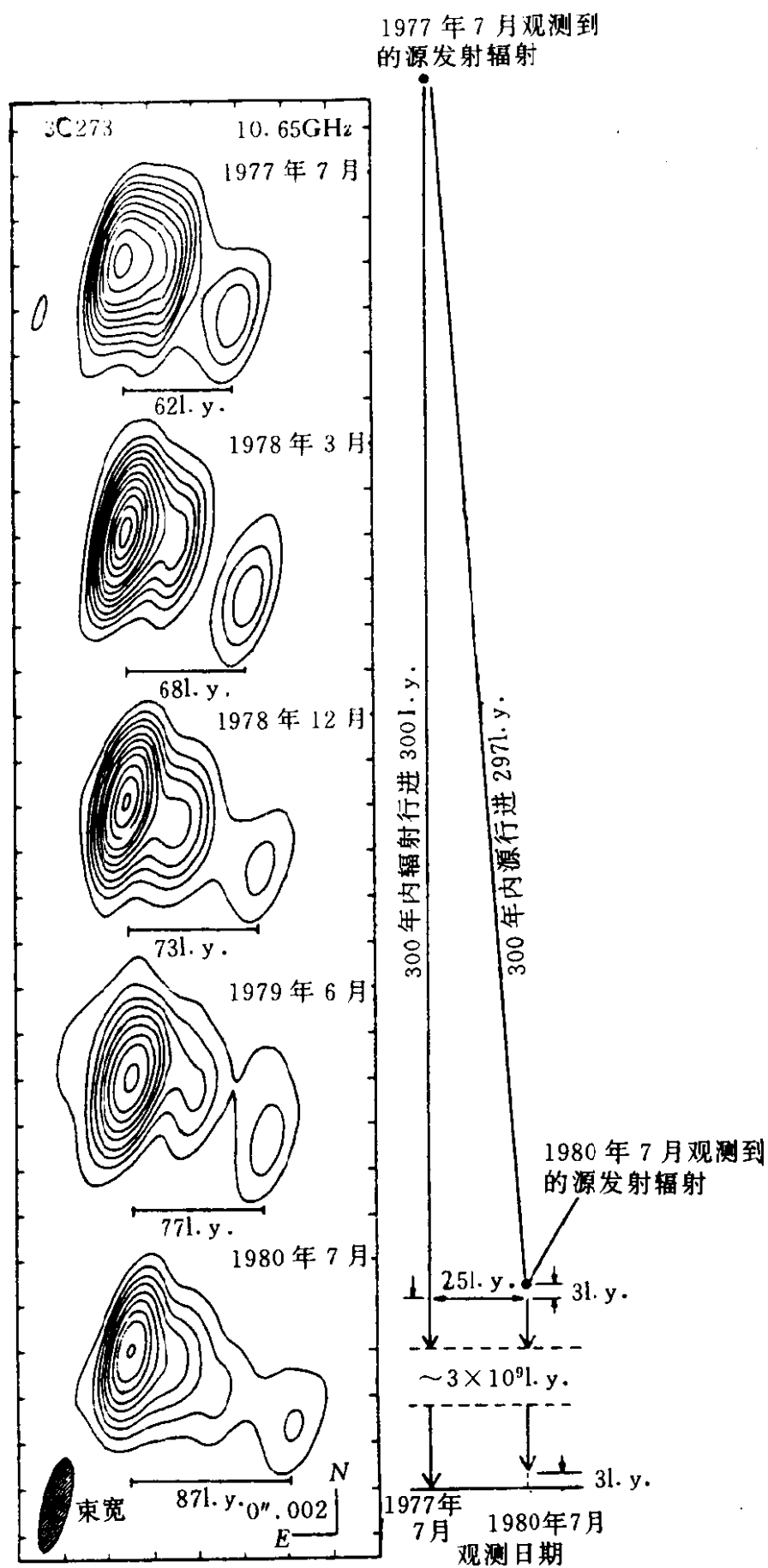


图 15.4 5 个观测历元的 3C273VLBI 射电图

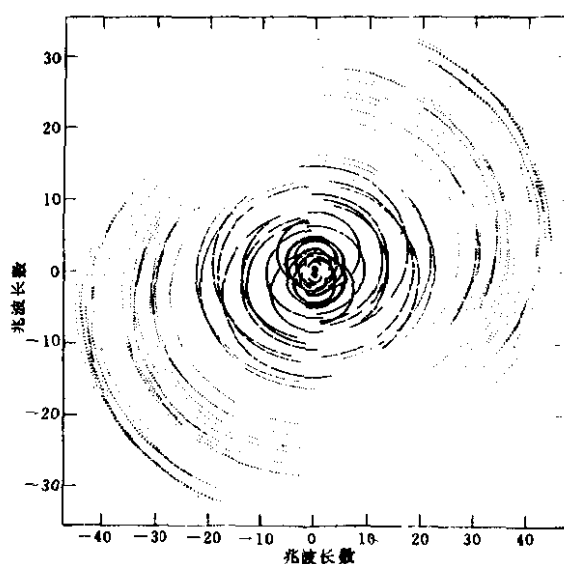
交道，理论家用最简单的模型把它解释成人的幻觉。

假设源中团块本身以 $0.995c$ 与视线成很小角度向我们运动，可以把图 15.4 的 5 幅图象看成是 3 年中 5 个次序的快拍记录。在团块中，首末纪录的两次事件发生间隔 300 年，因为团块本身在 300 年面向观测者运动了 297 光年，比第一次快拍所记录信息晚 300 年的波前只经过 3 年延迟就抵达观测者，在这期间团块向右运动了 25 光年，这一过程造成了 3 年内运动 25 光年的假象。与之共生的还有另外一种视觉差——作相对论性运动的源似乎把辐射能集中在运动方向很小的立体角内。正向观测者以 $0.995c$ 运动的源的视在亮度比静止源大 6 800 倍，这就是多普勒增亮 (Doppler boosting) 效应。视超光速现象的观测研究对 AGN 内部物理状态的计算、射电源非对称性成因的解释以及 AGN 统一模型的建立有非常重要的意义。

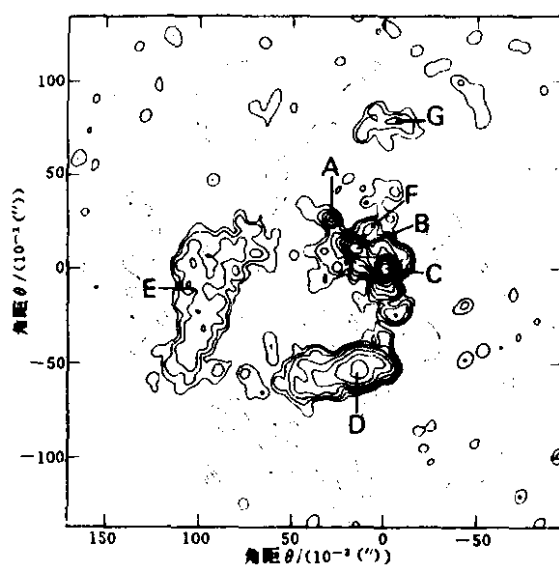
(3) 致密陡谱类星体 3C119

高射电光度的致密陡谱射电源 (CSS) 大多数处在比上述 3C273 更远甚至在 50 亿光年之外类星体与其它原星系为主导的深远宇宙空间。3C119 是一个引起人们极大兴趣的 CSS 型类星体，它的红移为 0.408，总角径只有 $0.1''$ ，全部射电辐射集中在 500pc 之内。早期的欧洲、美国 VLBI 网观测由于灵敏度与分辨率的原因，没有给该源作确定分类而将其划为复杂型。最新的 18cm 全球 VLBI 网加之 MERLIN 综合孔径观测获得了 3C119 的高质量的天图^[15]。图 15.5a 为观测的 u 、 v 覆盖，最靠近原点部分为 MERLIN 数据，边缘为跨大西洋长基线数据。图 15.5b 为 3C119 的射电亮度分布图，完整的 u 、 v 覆盖和特殊处理方法使该图的动态范围达到 3 000 以上。图右下角的小圆点是以相同标度画出的 5 毫角秒综合束，为作比较，外面大圆是 HST 可能达到的最高分辨率。

图 15.5b 上源的结构呈旋臂状喷流，平谱致密子源 A 被确认为类星体的核，其它团块结构以及它们之间的弱辐射显示出喷流



(a)



(b)

图 15.5 (a) 3C129 在 18cm 波段使用全球 VLBI 网观测的实际 uv 覆盖. (b) 3C119 的高分辨率射电亮度分布图. 其综合束尺度为 5 毫角秒

在介质中被打扰和不断逸散的形态. 无论是相对论还是非相对论

性进动喷流都不可能精确拟合这一源的结构。由于缺乏其它天文窗口的观测证据，它的小尺度同时又是陡谱甚至使我们难以推断其环绕介质是恒星际的（ISM）还是星系际的（IGM）。

3.3 VLBI 深化了对 AGN 基本结构及其射电发射机理的认识

首先让我们简单回顾一下非 VLBI（低分辨率）射电观测在 AGN 研究上的历史性贡献。40 多年前 Jennison 与 Das Gupta 发现强射电源 Cyg A 联系着一个暗的光学椭圆星系，而对称分布在星系两侧的射电瓣相距的空间尺度是光学辐射区的 10 倍。以后的几年，人们逐渐发现这样的双结构在射电源中是非常普遍的现象。综合孔径在不同频率上的观测，确定了射电瓣中更小区域——热斑（hot spots）的普遍存在，同时也在不同类型扩展源中央部分发现了平谱的致密核。这些新发现刺激着发射机制理论模型的发展，当时 Rees 提出的射束模型^[16]得到最多观测结果支持，模型指出射电星系中由核喷射出的能流在热斑处与环境作用，转换成相对论性电子和磁场能量。在类星体 3C273 中发现了第一个射电喷流后的 10 年中，一直认为它是射电源中一种特殊现象，直到 70 年代中期人们才不断地在更多的星系核与射电瓣之间观测到不同形态的细长结构，于是喷流被确定为射电源角秒级以上的最后一种基本结构。非 VLBI 工作常常集中在射电形态与谱特性分类上，射电源被划分为边缘增亮型双源 FR II、有缓变亮度分布射电瓣双源、非对称双源、头尾型双源、复杂型、陡谱源与平谱源等。

下面介绍 VLBI 工作在 AGN 研究上有哪些重要突破，以及它们的重要天体物理学意义。

很显然，即使最简单的形态与谱分类，也强烈地依赖于观测的分辨率与动态范围。VLBI 对射电源角秒级喷流、热斑及射电瓣更高分辨率的研究，对过去的分类方法提出强烈的质疑，甚至使某些分类概念失去了意义。例如，现在提“致密源”时只意味它有较小的角径，因为目前对全球 VLBI 观测几乎找不到不能分解

的校准用点源；“平谱核”与“陡谱核”被分解，发现其中的陡谱晕状弱辐射和更小角径的平谱子源，与原来的总谱指数互逆；常常发现原来“对称的大尺度”有不对称的小尺度喷流；所谓“复杂型”射电源，会在高动态范围、高分辨率的混合图上显示出与其它源完全相似或局部退化差异的基本结构；等等。VLBI 使我们看到了更丰富多样的射电形态，这不但更新了它出现之前对射电源分类的思想，甚至影响到其它天文观测波段的一些观念。更多的工作不再是结构形态上的描述，而是去研究它们本质联系及天体物理学含义。

上面列举的 3 个 VLBI 实测工作的科学目的是非常不同的，但都是以 VLBI 极高的分辨率在光学母体的内区空间尺度内获得了射电精细结构。这些 VLBI 观测到的小尺度喷流，常常跨过一段弱辐射区与角秒级喷流相连，反映了能量由核心向外传播的过程。另外非常重要的一点是这些小尺度喷流普遍存在的事实揭示了 AGN 中心引力场有双极型外向物质流，也就是说 AGN 最核心部分的结构应是轴对称的，这当然为各种理论模型的建立提供了重要根据。

VLBI 提供的大量新观测事实说明了各类 AGN 现象特别是在射电波段有明显的同一性。例如，平谱陡谱实际上可能是一回事，投影效应与多普勒增亮将扩展源变成了核主导平谱源；每一个射电星系中都有一个射电类星体或 BL Lac 核，由于观测者视线与射电星系轴成比较大的角度而看不到类星体核中强的宽发射线，因为宽线区被吸收环遮挡。当视线与星系轴重合时，表现为 BL Lac 天体性质，谱线由于多普勒效应也变得不可见；无论射电源的光度高还是低，pc 尺度的喷流几乎都是非对称或单边的，这表明相对论性运动或非对称环境普遍存在于 AGN 核心部分等等。这些同一性表现在众多方面，引导人们去研究 AGN 的统一构成与成因。

4. AGN 高分辨率研究的发展方向

一方面,为了获得 VLBI 更高的空间分辨率,正在研制的空间 VLBI 系统将使基线长度延至几倍于地球的直径,不断向毫米波及亚毫米波进展的实验也相当于加长有效基线,同时也克服光学厚对精细结构研究的限制.下面将对这些进展给予介绍.另一方面,随着 VLBI 方法的广泛使用,它在 AGN 研究上的局限性也日益显著,这些局限性来于 AGN 现象的多波段性质,同时也由于 VLBI 技术本身的自然缺陷.本节将介绍以 VLBI 为主导的多波段联合的 AGN 高分辨率研究在 90 年代的发展方向,同时说明这些发展所针对的科学问题.

4.1 空间 VLBI 与毫米波 VLBI

由宽发射线时变相对于 AGN 光学连续谱源时变几十天延迟所估计的 BLR (宽线区) 空间尺度在 1pc 之下,理论模型值比这还要小,对于 BLR 以及它内侧的 AGN 精细结构在任何天文波段都还没有直接观测结果,由上一节所给的 VLBI 工作实例可见,目前全球 VLBI 网高频观测 (主要是 6cm) 的分辨率接近了 BLR 的外缘.

将 VLBI 天线送至空间以获得更长基线的努力开始于 80 年代初.目前只有 TDRSS (The Tracking and Data Relay Satellite System) 计划获得实验性结果^[17].该实验使用了通讯卫星和日本、澳大利亚地面天线,在 2.3GHz 与 15GHz 频率上于 1986~1988 年对致密源进行了观测并成功地获得了条纹,证明了空间 VLBI 的可行性.由 ESA 与 NASA 共同组织的专用卫星空间 VLBI 计划 QUASAT 经过 5 年的艰苦努力,终因未得到经费支持而在模型实验阶段完成之后于 1988 年被迫取消.目前正在进行的空间 VLBI 计划有两个^[18]:一个是前苏联的 Radioastron,卫星天线口径 10m ,卫星远地点为 $75\,000\text{km}$,近地点为 $9\,000\text{km}$,轨道倾角 67° ,轨道周期为 24h ;另一个是日本的 VSOP (VLBI Space Obser-

vafory Programme) 计划, 卫星天线口径 10m, 远地点为 20 000 km, 近地点为 1 000km, 倾角 46.4° , 轨道周期为 6h. 这两个计划是世界范围内广泛的科学技术合作结果. 进展比较快的 VSOP 卫星定于 1995 年底发射, 相应的地面工作站技术科学准备正在进行, 为空间 VLBI 所用的高密度宽带纪录系统 K4 已基本定型, 相关器正在研制过程中. 这两面卫星天线和地面 20 面左右 VLBI 天线将给出良好的 u 、 v 覆盖, 并在最高观测频率 22GHz 给出 20~30 微角秒的分辨率, 这比目前地面 VLBI 高出一个数量级.

利用提高观测频率的方法同样可以提高 VLBI 的分辨率, 地面 1.3mm VLBI 可以获得与上述空间 VLBI 相当的分辨率 (20 微角秒). 还有一点需要指出, 强 AGN 的核在低频甚至在 cm 波段由于同步加速器辐射的自吸收而变得光学厚, 这时高的空间分辨率变得毫无意义, 只有毫米波、亚毫米波 VLBI 才能伸入这些 AGN 的核心部分. 早期的毫米波 (3mm) 实验开始于 1982 年, 但获得真正的毫米波混合图是在 1988 年^[19]. 象日本野边山 45m, 瑞典 Onsala 20m 这样能用于毫米波 VLBI 观测的天线目前世界上有 9 面, 由于先进的毫米波接收机技术的发展、本振相位稳定性的提高、新处理技术的研究, 毫米波 VLBI 已进入准常规观测阶段.

4.2 VLBI 偏振测量

当射电源的基本结构经包括 VLBI 在内的多频率、多方法射电观测被确定下来之后, 核、小尺度喷流、大尺度喷流、热斑与射电瓣这些不同尺度的射电形态可以看成是一个喷流在传播过程中不断逸散并与环境相互作用的属性. 有一种观点, 即射电连续谱能观测到的已经不再比理论模型能提供的多许多, 是不无道理的. 虽然由形态与谱分布可以推断某些母星系与环境介质的性质, 但直接可用的信息是有限的. 例如在上节所给的第三个实例, 对应光学类星体的视星等 $m_v = 20^m$, 其尺度如果可以和射电相比或更小, 即使用 HST 也无法作对射电结构有证认价值的观测; 另外, 由于 VLBI 观测没有绝对相位的信息因而无法知道源的绝对位置

坐标,也给证认造成了困难.我们无法由图 15.5b 直接确定喷流的相对论或非相对论性,无法估算介质浓度,甚至无法断言是星际介质或是星系际介质使喷流扭转弯曲.

近年来综合孔径(例如 VLA)射电偏振测量有了长足进展.例如对 Centaurus A 偏振和消偏振(depolarization)观测就成功地确定了母星系的位置以及射电喷流在母星系中的取向. Perley 所作的 Cygnus A 偏振测量完全分解了法拉第前景(Faraday foreground),并观测到前景中 RM (Faraday Measurement) 物质的特征尺度在 400pc 左右,这一前景屏幕移去之后得到该源射电瓣中的高分辨率磁场分布^[20].

大量临近 AGN 偏振观测结果给出一些 AGN 磁场分布的重要规则:高光度单边喷流中磁场与喷流平行;低光度喷流与其磁场垂直;当喷流改变方向时,磁场方向随之改变;喷流中团块中磁场与喷流方向垂直;在射电瓣与热斑边缘处,磁场常常呈环状包围着这些结构,显示出介质压缩处磁场也被压缩并变得更加有序.偏振的观测以及同时获得的 RM、depolarization 和磁场的分布,携带着有关射电源、光学母体、周边以及传播路径上介质分布等非常丰富的信息.原则上这些方法同样适用于 VLBI 偏振观测,由于 VLBI 偏振测量受限于可检灵敏度(特别是对低偏振度的源)以及高难度的数据处理方法,目前成功的例子不多.

4.3 AGN 的精细结构多波段研究

除上述 VLBI 在应用中的一些限制因素之外,最主要的是它相对低的弱源检测能力. VLBI 观测有两个灵敏度概念——基线灵敏度与阵灵敏度,基线灵敏度受限于相干时间(参见第 2 节),由时频标准的稳定性和大气传播效应决定的相干时间一般为分钟量级.举例说明,对于欧洲网 MK2 观测,基线灵敏度在 10^{-1} Jy 水平,毫米波的基线灵敏度更差,在 1Jy 以上.只有当源在基线上的相关流量高于以上值时,它才是可 VLBI 观测的,由总体众多基线和全部观测时间决定的 VLBI 阵高灵敏度(μ Jy 水平)才有实际意

义, 换句话说, VLBI 对弱源是一个不可跟踪设备. 除检测能力之外, VLBI 的小视场 (角秒量级)、不完整的 u 、 v 覆盖、缺少扩展结构及背景辐射信息等等都常常限制了它的应用.

即使对以上 VLBI 的限制都不考虑, 它对 AGN 现象的研究也只限于射电窗口. 同一个 AGN 可以在一个或多个天文波段突出地表现出活动性, 有些 (例如 3C273) 甚至覆盖全电磁辐射谱. 粗略地讲, 由低频端的射电、毫米波射电、红外、光学乃至紫外、X 射线与 γ 射线的观测研究对象分别为 AGN 外层的射电瓣、喷流、灰尘云、分子云、窄线区、宽线区直至吸积盘、冕以及引力中心 (黑洞). 下面通过研究实例说明多波段联合观测的必要性. 近年来, 越来越多的证据表明 AGN 与星系相互作用及合并密切相关, Smith 与 Heckman 在他们研究的 72 个高光度射电星系 (PRG) 样本中, 有相当数量的源在光学波段有双核与多核结构, 半数以上在高表面亮度水平上, CCD 图象偏离椭圆对称^[21]. 随红移增大, 所观测到的多核数量减少, 这非常可能是望远镜分辨率不足所致. 又例如在文献^[22]的 Fig. 1 上, Mrk463 的光学 CCD 图象明显呈双核, 并非常清楚地显示出它们之间的作用, 而在 MERLIN 综合孔径与 VLBI 图上, 西侧星系没有任何可检测射电辐射, 单独射电观测将会对这一 AGN 作出不完整的描述, 从而引出对其爆发成因不正确的解释.

AGN 的多波段高分辨率研究常常遇到一对矛盾: 大红移射电源有精细结构的观测结果, 光学和其它波段由于分辨率、灵敏度的限制而无法与之匹配; 对于邻近宇宙的 AGN, 非射电波段望远镜聚光能力及空间分辨率的限制变小, 但它们弱的射电辐射又常常低于 VLBI 的检测极限.

为将观测能力伸向深远宇宙的各波段中的新观测手段象 VLBI 一样迅速得到发展. 除已运行的光学空间望远镜 HST、X 射线红外空间望远镜之外, 一系列空间计划正在进行中, 地面主动光学、自适应光学、光干涉和光学综合孔径技术已日趋成熟, 这些

新技术望远镜将于 90 年代与下一世纪在 AGN 研究中扮演重要角色.

必须提到的这方面工作最新近展是赛弗特星系的光学谱线射电联合观测^[23]. 赛弗特星系是近宇宙目标, 与类星体、射电星系相比有较低的光度, ($M_v < -20^m$) 和高得多的空间数密度 ($10^4 \sim 10^5/\text{Gpc}^3$). 它的射电辐射很弱, 通常远低于 VLBI 检测灵敏度. 它的 AGN 特征是有强的发射线. 1990 年由于 Cambridge 32m 天线的建成, 英国 MERLIN 综合孔径的长基线达到 230km, 高频系统综合束达到 10 毫角秒, 由于是综合孔径系统, 检测能力不受基线灵敏度限制, 阵灵敏度可达 μJy 水平. 使用 MERLIN 对赛弗特星系所作的高空间分辨率表明, 射电喷流也普遍存在于它们之中, 窄线区 [O III] 线 CCD 形态明显与射电喷流成协, 由长狭缝 (long slit) 谱线观测直接给出了喷流中等离子体的喷射速度. 如果赛弗特星系与其它 AGN 有统一构成与相同成因, 这类天体的多波段联合观测研究将为人们理解 AGN 现象的本质提供了更好的机会.

参 考 文 献

- [1] Barber D, Donaldson W, Miley G K and Smith, H. Angular diameters of some radio sources with anomalous high frequency spectra. *Nature*, 1966, 209 : 753
- [2] May J, Carr T D Quart J. *Florida Acad. Sci.*, 1967, 30 : 1
- [3] Broten N W, et al. *Science*, 1967, 156 : 1592
- [4] Readhead A C S. Mapping radio sources with uncalibrated visibility data. *Nature*, 1980, 285 : 137
- [5] Fort D N, Yee H K C. A method of obtaining brightness distributions from long baseline interferometry. *Astron. Astrophys.*, 1976, 50 : 19
- [6] Readhead A C S, Wilkinson, P N. The mapping of compact radio sources from VLBI data. *Astrophys. J.*, 1978, 223 : 25

- [7] Cotton, W D. A method of mapping compact structure in radio sources using VLBI observations. *Astron. J.* , 1979, 84 : 1122
- [8] 南仁东, Schilizzi R T, Fanti C, Fanti R, 邓杰. 快拍模式甚长基线干涉观测的数据处理. *中国科学 (A)* 1991 (3) : 299
- [9] Nan Rendong. VLBI data reduction using the AIPS. NRO Report 1991, 1991, 30
- [10] Nan Rendong. Help for CALTECH users. NRO Report 1991, 1991, 32
- [11] Salpeter E E. Accretion of interstellar matter by massive objects. *Astrophys. J.* , 1964, 140 : 796
- [12] Barthel P D. Is every thing quasar beamed. *Astrophys. J.* , 1989, 336 : 606
- [13] Bridle A H, Perley R A. Extragalactic radio jets. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* , 1984, 22 : 319
- [14] Pearson T J. Superluminal expansion of quasar 3C273. *Nature* , 1981, 290 : 365
- [15] Nan Rendong, Schilizzi, R T, van Bregual, W J M, Fanti C, Fanti R, Muxlow, T W B. and Spencer R E. The compact spiral-like radio structure, *Astron. Astrophys.* , 1991, 245 : 449
- [16] Rees M J. *Nature* , 1971, 229 : 312
- [17] Linfield R P, et al, 1989, *Ap. J.* , 1984, 336 : 1105
- [18] Hirabayashi H. *Frontiers of VLBI*, ed. Hirabayashi H. et al, Universal Academy press, 1991, 99
- [19] Baath L B. *Frontiers of VLBI*, ed. Hirabayashi H. et al, Universal Academy press, 1991, 285
- [20] Perley R A. *proc IAU Symp.* № 140, 1990, 225
- [21] Smith E P, Heckman T M. *Astrophys. J.* 1989, 341 : 658
- [22] Mazzarella J M, et al, *Astron. J.* , 1991, 102 : 1241
- [23] Pedlar A. *MNRAS*, 1989, 238 : 863

十六、类星体的观测和研究

何香涛

(北京师范大学天文系)

1. 发现类星体

一项重大的科学发现就像追逐幸运之神，扑朔迷离，若隐若现。作者在访美期间，曾遇到美籍犹太天文学家格林斯坦，他是研究恒星大气的权威之一。一次，他对作者说：“你知道类星体是谁最早发现的吗？”我回答说：“不是施米特吗？”他接着说：“不，是我。我在研究白矮星时就发现了这种天体，以为是特殊的白矮星，等人家公布了才知道原来是类星体。所以，从此以后，我再也不研究这种天体了。”的确，在类星体正式发现之前3年的1960年，格林斯坦和加州理工学院的另一位著名实测天体物理学家欧克教授发现了QSO Ton202。但遗憾的是，他们放过了这个幸运之神。直到1970年，他们的这一“过期发现”才公布于众^[1]。

类星体的发现应追述到50年代。二次世界大战促进了英国雷达技术的发展，战后，一批为军事服务的科学家转而从事射电天文研究，使英国的射电天文学在相当长的一段时间内一直处于领先地位。1950年，剑桥大学发表了第1个射电源表（简称1C），它包括50个射电源。1955年，发表了2C，共包含1936个射电源，可惜由于技术上的原因，这些源大部分都是伪源。1959年，经过重新鉴定，发表了3C。3C射电源表共包含471个源，这些源中实际上已经包含了类星体，当天文学家试图用光学望远镜去辨认这些射电源对应的天体究竟是什么时，类星体的发现已成了必然。

1960年，Palomar天文台的桑德奇（Sandage）首先在三角座

找到了 3C48 (3C 射电源表的第 48 号源) 的光学对应体. 它看上去就像一颗普通的恒星, 但它的光谱线很不寻常, 具有宽的发射线, 紫外辐射比通常的恒星强很多, 而且具有光变.

1962 年, 哈扎德 (Hazard) 利用月掩星的机会在澳大利亚帕克斯 (Parkes) 64m 射电望远镜上准确测量了 3C273 的位置, 于 1963 年宣布, 3C273 是一个双源, 中间是一个 13^m 的蓝星体. 和 3C48 一样, 3C273 也具有宽的发射线, 这些发射线也无法证认.

1963 年, 哈扎德的同事施米特 (Schmidt) 用 Palomar 山的 5m 望远镜进一步观测 3C273, 准确地测量了这些发射线的位置. 他在一次谈话中告诉作者, 他用了 6 周的时间去思索这些发射线究竟是什么, 最后终于清楚了它们就是氢的巴耳末线和电离氧的谱线, 只不过向红端的方向位移了很多.

红移 z 定义为观测波长 λ 相对于地球上实验室波长 λ_0 的位移,

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}$$

由于 λ 总是大于 λ_0 , 所以叫做红移 (见表 1)

表 1 3C273 的典型发射线及其红移值

观测波长	证 认	红移值
5 030 Å	$H_{\gamma} 4\,340\text{ Å}$	0.159
5 630 Å	$H_{\beta} 4\,861\text{ Å}$	0.158
5 743 Å	$[\text{O III}] 4\,959\text{ Å}$	0.158
5 798 Å	$[\text{O III}] 5\,007\text{ Å}$	0.158

根据施米特的证认, 得出 3C273 的红移值 $z=0.158^{[2]}$. 很快, 3C48 的红移值也被测出, 其 $z=0.367$. 至此, 类星体便宣告正式发现.

类星体的命名还有一段有趣的过程. 类星体首先是从射电源发现的, 由于这些射电源和一般的射电源不同, 它们的光学对应

体看上去都和普通的恒星一样，所以起名为类星射电源。类星射电源有一个共同的特点，即这些天体的紫外辐射很强，其颜色看上去很蓝。根据这一特点，天文学家开展了用光学方法去寻找这类天体，他们先选出很蓝的星体，然后再从中发现具有发射线红移的天体。不久发现，用这种方法发现的这类特殊天体很大一部分没有射电辐射，或者辐射的强度很弱。于是，人们把这类天体称作蓝星体。事实上，很多恒星的光谱也很蓝，例如白矮星，除了没有发射线以外，它的光谱能量分布和类星体很相似。格林斯坦和欧克在寻找白矮星时找到了类星体就是这个原因。

后来发现，类星射电源和蓝星体属于一类天体，于是被统一命名为类似恒星的天体，英文是 Qusi-Stellar Object。美籍中国天文学家邱宏义教授给类似恒星的天体起了一个英文缩写名字 Quasar，这个名字译成中文便是类星体。Quasar 的命名得到了广泛的响应，唯有美国天体物理学报 (Astrophysical Journal) 的主编、美籍印度天文学家钱得拉塞卡 (Chandrasekhar) 持保留态度。在他任主编期间，长期不允许 Quasar 一词出现在该刊上。

类星体虽然已经发现了 30 多年，天文学家们从观测上和理论上对它进行了大量的研究，但至今有关类星体的物理本质仍然存在着许多重大的疑难问题。不仅如此，甚至类星体应该怎样定义，包括那些天体，目前仍不能取得统一的认识。根据我们的理解，只能给类星体下如下的定义：类星体是具有活动星系核的一类星系。其共同物理特征表现为：

(1) 光学星像和恒星类似^①。

(2) 具有明显的发射线。允许谱线宽度至少大于 20 \AA 。发射线一律红移。高红移类星体常伴有吸收线出现。

(3) 连续谱为非热型幂律谱，辐射流量和频率的关系可表示为 $F(\nu) \propto \nu^\alpha$ ，谱指数 $\alpha \approx -1$ 。

① 近距的类星体已能观测到周围的气体云，但整体结构仍不清楚。

(4) 绝对视星等范围 $M_v = -23^m \sim -30^m$

(5) 许多类星体具有光变，尤其是射电选择类星体。光变周期没有规律，周期长度从几周到几个月。

2. 类星体的观测

类星体自发现以来，观测技术不断得到改进，发现类星体的效率提高很快。发现类星体的过程，首先是选择类星体候选体，然后再对每一颗候选体分别进行分光观测，辨认其发射线，测出红移。目前，选择类星体候选体的方法主要有以下几种：

- (1) 射电方法
- (2) 多色方法
- (3) 无缝光谱方法
- (4) 弱变光天体方法
- (5) X 射线方法
- (6) 零自行方法

射电方法 这是最经典的发现类星体的方法。在射电源中分展源和致密源，只有致密源才有可能属于来自活动星系核的辐射。而展源和致密源在射电谱指数上有区别，致密源都是平谱源，展源是陡谱源。对射电源逐一进行光学证认和分光观测，确认是否是类星体或其它类型的活动星系核。一般说来，通过射电源发现的类星体，高红移所占的比重很大。世界上从事射电源巡天观测的有著名的剑桥的 3C、4C、5C 巡天表，以及 Texas 大学、澳大利亚的 Parkes 等。

多色方法 由于类星体的连续谱是幂律谱，它在短波区域的辐射要比一般的恒星强，呈现颜色很蓝甚至有紫外超。而不同颜色的星等差，即色指数，正好反映了连续谱的能量分布特征。根据这一特征，利用色指数便可以选择类星体的候选体。若类星体的辐射流表示为

$$F(\nu) \propto \nu^\alpha, \quad -1 < \alpha < -1.5$$

则其 U、B、V 星等的色指数关系为

$$U - B = -1.1 \sim -1.2$$

$$B - V = 0.5 \sim 0.3$$

正是基于这样的关系，便可以利用双色图来选择类星体。发现类星体后不久，桑德奇便注意到类星体都呈现为蓝天体^[3]，并进行了系统地类星体巡天观测^[4]。实际观测表明，只要取

$$U - B < 0.4$$

便可以把绝大部分类星体包括进来。

用多色方法观测类星体的最突出的例子是施米特和格林^[5]的工作。他们利用 Palomar 天文台的底片，对北天区全部进行了巡天，共 10 714 平方度的天区，历时近 10 年。共发现 92 颗类星体，全部是亮类星体， $B < 16.16$ ，被视为亮类星体的最完备的样品之一。

上述的多色方法又称为 UVX（紫外超）方法。后来，这一方法又扩展到更多的颜色，利用 U、B、V、R、I 5 种星等，有时还包括其它的或类似的颜色。利用更多颜色的一个明显优势是可以挑选出更高红移 ($z > 2.2$) 的类星体。例如 $z > 4$ 的第一个类星体^[6]便是用多色法发现的。利用多色法的另一个优势是寻找更暗的类星体。Koo 和 Kron^[7]利用 4 种颜色的底片，极限星等达 $B = 23^m$ 。

无缝光谱方法 使用物端棱镜或物端光栅得到天体的无缝光谱已有很长的历史，但直到 70 年代才被用于发现类星体。开创这一方法的 Smith 和 Osmer^[8]在智利的 Cerro Tololo 泛美天文台 (CTIO) 利用一架口径只有 60cm 的 Curtis 施米特望远镜系统地寻找类星体候选体。类星体的一些强发射线，尤其是 L_{α} ，只要出现在光谱区域范围内，便会在物端棱镜光谱中显现出来。通常用于辨认类星体的几条强发射线是

L_{α} 1 216 Å (常和 NV 1 240 Å 相混)

C IV 1 549 Å

C III 1 909 Å

Mg II 2 798 Å

除了单用物端棱镜以外,后来又发展为用物端光栅加棱镜(grism),或者物端光栅加透镜(grens).这类方法的共同特点是不追求光谱的色散度和分辨本领,而是着眼于提高极限星等.如Curtis施米特望远镜的无缝光谱巡天,极限星等可以达到20.1^m.

利用无缝光谱方法发现类星体时虽然只有十几年时间,却显示了很大的优越性.它适合于大面积地去寻找类星体,效率很高.一张施米特望远镜的物端棱镜底片,可以覆盖30平方度以上,能够发现几百颗类星体的候选体.正因为如此,无缝光谱方法问世后,使发现的类星体数目成倍地增加.

最大的一项无缝光谱方法巡天观测是利用CFHT (Canada-France-Hawaii telescope)进行的^[9,10].该望远镜位于太平洋夏威夷群岛的Mauna kea山上,海拔4 200m,天文观测条件极好.极限星等达到20.5^m.

无缝光谱底片还便于利用机器自动搜寻,使效率成倍地提高.英国剑桥大学天文研究所首先开展了这方面的工作,以作者目视搜寻的样品为基础,设计计算机程序进行筛选^[11].该项研究导致了APM1^[12]和APM2^[13]的巡天观测,同样是无缝光谱方法中的大型巡天观测.

作者在英国皇家爱丁堡天文台访问期间,对无缝光谱方法做了较深入的探讨.除了利用发射线去辨认类星体以外,还利用寻找紫外超天体(UVX)或蓝天体(BSO)做为类星体的候选体.UVX或BSO不出现上述的发射线,都属于低红移的类星体.这样选择的结果,大大降低了该方法在红移分布上的选择效应^[14].而且,经过多次大型望远镜的实际观测,证明所选择的类星体候选体的成功率很高.

弱变光天体方法

有不少类星体具有光变现象,而绝大多数类星体都分布在视星等为17^m以上.根据这些特性,可以选取暗弱的变光星体做为类

星体的候选体。最早完全根据变光天体选择类星体的是 Berch 等人^[15]。Usher 和 Mitchell^[16]将光变和色指数方法结合起来,认为选择的成功率可以达到 60%。一般说来,70%的类星体光变幅度可以达到 0.1^m,大约 30%的类星体光变幅度可以达到 0.2^m。但是,到目前为止还没有发现规则周期的光变现象。由于该方法的判据和可靠性还存在着一些争议,因此还没有得到推广。

X 射线方法 上述选择的类星体候选体都是基于光学波段和射电波段,因此也称为光学选类星体和射电选类星体。自从 1978 年爱因斯坦天文台上天以后,使活动星系核的 X 射线观测步入了新的阶段。到 1980 年初已发现了 200 多颗类星体是强 X 射线源。进一步观测表明,利用 X 射线源去发现类星体是有效的方法之一。在高银纬区,发现有一半以上的 X 射线源是来自 AGN。用 X 射线源去寻找类星体和 Seyfert 星系,其成功率达到 50%。最近,ROSAT 卫星上天,发现了大批量的 X 射线源。初步光学证认表明,这将是发现 AGN 和类星体的一条重要途径。

零自行方法 另一种完全和光谱证认无关的方法是所谓“零自行”方法。银河系内的恒星都应该存在着自行,而遥远的类星体自行应该为零。因此,用测恒星自行的方法也能去辨认类星体。最早提出这一设想的是 Sandage 和 Luyten^[17]。Kron 和 Chiu^[18]曾就 SA57 天区的类星体进行自行检验,截止到 $m_V = 21.3^m$,利用 25 年长的底片,7 颗已被证认的类星体中只有 2 颗用该方法无效。Koo 等人^[10]对同一天区利用各种手段进行检测,星等达到 $m_B = 23^m$ 。结果表明,凡是用其它手段探测到的类星体,包括零自行方法,都可以用色指数方法检测到。显然零自行方法不是一种发现类星体的有效方法,也许它仅具有方法上的价值。

除上述 6 种方法以外,还有其它的一些手段。其中,利用 IRAS 的红外源也可以去发现类星体。第一个完全通过 IRAS 源发现的类星体是 IRAS13349+2439,其红移值 $z = 0.107$ 。但目前探测类星体的红外辐射仍然十分困难,在 IRAS 源中找到被证认类星体

的仅有 200 多颗. 完全用 IRAS 源独立发现的类星体有 10 颗以上.

3. 类星体的空间分布和成团性

进入 80 年代以来, 大尺度范围内的类星体巡天观测相继开展, 使类星体的发现数目成倍地增加, 截止到 1991 年 Veron^[20]的类星体和活动星系核表 (第 5 版) 中正式发表的类星体数目为 6 225 颗. 其它类型的活动星体核为 1 540 颗, 主要是 Seyfert 星系和 BL Lac 天体. 目前大约有 2 000 平方度的天区进行了光学选择的巡天工作, 主要是用多色方法和无缝光谱方法. 如果极限星等达到 20^m, 则每一平方度内平均可以发现 20 颗类星体. 这样, 天文学家手中至少还有 40 000 颗类星体等待发现.

表 2 列出了 80 年以来一些比较重要的巡天观测工作. 表中的第 1 列是名称, 有的用扫描仪器 (APM) 或天文台 (CFHT) 的名字, 也有的用作者. 第 2 列是极限星等. 第 3 列是红移极限. 第 4 列是巡天的平方度数. n 是发现的类星体总数.

在估计类星体的数目时, 需要对各种不同方法巡天的选择效应加以订正. 这里往往有一些不确定的因素, 除去消光影响、光变影响等客观因素外, 方法本身的选择效应只能根据作者的估计加以适当的订正. 一般认为, Schmidt 和 Green 的亮类星体巡天 (BQS) 是最完备的样品. 其它的巡天样品则乘以适当的改正因子.

表 2 80 年代以来的主要类星体巡天

名称	m_{lim}	z_{max}	平方度	$n(QSOs)$	注
BQS	~16	2.2	10 ⁴	114	Schmidt & Green 1983
MBQS	17.65	2.2	109	32	Mitchell et al 1984
AB	18.25	2.2	35.5	22	Marshall et al 1984
APM1	18.5	~3.3	102	192	Foltz et al 1987
APM2	18.75	~3.3	85	156	Foltz et al 1989

续表

名称	m_{lim}	z_{max}	平方度	$n(QSOs)$	注
BF	19.8	2.2	1.72	35	Marshall et al 1984
Crisitani	19.8	2.2	10	99	Cristani et al 1989
Osmer1	~20	3.4	5.1	66	Osmer 1980
CFHT	20.5	3.4	9.40	268	Crampton et al 1989
SSG2	~20.5	4.5	7.84	8	Schmidt et al 1986b
BFSP	20.9	2.2	4.19	193	Boyle et al 1987,1988b
Osmer2	~21	4.7	5	15	Osmer 1982
SSG1	~22	4.5	0.91	10	Schmidt et al 1986a
Marano	22	3.3	0.69	23	Marano et al 1988
KOKR	22.6	3.2	0.29	30	Koo & Kron 1988
APM3	18.5	~3.5	450	1050	Chaffee et al 1990

表中 n 为共发现的类星体数

表 3 给出了将各种方法综合在一起得出的按星等分布的类星体的表面密度

表 3 类星体的表面密度

B 星等	13.0	14.0	15.0	16.0	17.0	18.0	19.0	20.0	21.0	22.0	22.5
$\log N$	-4.0	-3.55	-2.77	-1.99	-1.23	-0.20	0.70	1.26	1.61	1.97	2.21

表中的 $\log N$ 是面密度， N 表示亮于该星等的每平方度天区内的类星体数目。

做为更直观的理解，表 4 列出一直到 $B=28^m$ 的类星体数目。该表是根据类星体的光度估算出来的。其中对于高红移的类星体数目，由于没有进行红移极限值的修正，数值可能偏高。

表 4 由光学巡天给出的类星体数目分布

光学极限 (B 星等)	$N/(\text{°})^2$ $z < 2.0$	$N/(\text{°})^2$ $2.0 \leq z < 2.5$	$N/(\text{°})^2$ $2.5 \leq z \leq 5.0$	最概然值 z
16	6.2×10^{-3}	0.3×10^{-3}	0.3×10^{-3}	< 0.1
19	2.5	0.24	0.37	0.3
22	140	41	124	1.5
25	950	340	1340	1.9
28	3550	1440	6200	2.2

从宇宙学的角度来看,类星体的空间分布的性质具有特别的重要性.因为在宇宙的演化过程中,宇宙是从弥漫的均匀分布状态走向成团的天体,类星体是宇宙中最早形成的天体.在类星体之前,宇宙中物质的分布是很难通过观测手段来检验的,唯一的可观测量是宇宙背景辐射.根据最新的 COBE 卫星的观测结果,背景辐射是各项同性的和均匀的分布的.那么,宇宙在开始形成成块的天体时,其分布状态是否仍然保持各项同性和均匀呢?

首先,是否普遍存在着类星体团?在河外天体的大尺度结构中,成团现象普遍存在.但对于类星体来说,由于受样本完备性的限制,问题至今没有完全解决.Oort 等人^[21]从各种类星体的巡天表中,发现有 12 对相近的类星体,它们之间的距离在 $5 \sim 30h^{-1} \text{ Mpc}$ ^① 之间,这些类星体的红移非常接近,因此有很大的概率表明它们在物理上是成协的.他们认为,在 $z \approx 2$ 的距离上,一个类星体超团的直径大约为 20 Mpc 的量级.差不多在同时,Osmer^[22]用 2 种统计方法检验了 CTIO 的均匀的巡天观测样品,没有发现具有成团性.在此后的许多关于成团性的研究工作一直得不出统一的结论.根据作者^[23]对 4 批样品采用多种统计方法进行成团性分析的结果,统计上的成团性不显著,或者说,最多呈现弱的成团性.

统计上是否表现出成团性,和选取的样品的尺度范围和完备

① h : 以 $100\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ 为单位的哈勃常量.

性的关系,可以按 Anderson 等人提出的方法加以估计. 期待的相距为 r 的类星体对的数目可以表示为

$$N_P = \frac{N}{2} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \frac{N}{V} \right)$$

式中 N 是巡天观测到的类星体总数, V 是巡天的体积. 若取 $q_0 = 1/2$, $r = 10h^{-1} \cdot \text{Mpc}$, 则

$$N_P = 0.00111 \rho^2 \Omega, 0 < z < 2.2$$

和

$$N_P = 0.00165 \rho^2 \Omega, 2.2 < z < 3.4$$

其中 ρ 是面密度, 单位为 $(^\circ)^{-2}$. Ω 是巡天覆盖的主体角, 单位为 $(^\circ)^2$. 因此, 如果取 $\rho(B < 21) = 38$, $(0 < z < 2.2)$ 和 $\rho(B < 21) = 8$, $(z > 2.2)$ 则相应地类星体对数分别为

$$N_P = 1.6 / (^\circ)^2 \quad 0 < z < 2.2$$

和

$$N_P = 0.11 / (^\circ)^2 \quad z > 2.2$$

要想达到 3σ 的置信度, 则要求巡天面积分别达到 11 平方度和 164 平方度. 这就是为什么一般的小面积的巡天样品无法给出确切的判断的原因.

可以把成团性的统计分析扩展到更大范围的样品, 甚至对类星体总表进行分析. 例如, 用最典型的两点相关函数来讨论呈现类星体对的概率. 设两点相关函数为

$$W_q = \frac{N(R)}{N_e(R)} - 1$$

其中 $N(R)$ 是在 R 距离内成对的类星体数目, $N_e(R)$ 是在均匀分布下期待的类星体对数目. 结果表明, 一般在 $R < 10 \text{Mpc}$ 范围内, W_q 的数值显然大于零. 表明类星体的成团尺度一般在 10Mpc 的尺度上, 还可以按不同类型的类星体分类进行成团性分析. 诸耀泉等^[25]曾得出, 射电选类星体的成团性明显地高于光学选类星体. 他们还就红移的大小加以区分, 分为 $z > 2$ 和 $z < 2$ 两类情况, 分别进行统计检验. 发现 $z < 2$ 的类星体显示明显的成团性, 而 z

>2 的类星体成团性弱、分布均匀。从星系形成的演化角度来看，这样的结果无疑是合理的。但是，所有上述的分析结果所依赖的成对数目都很少，因此，其物理意义仍有待进一步验证。

类星体成团性的另一个表现是类星体与星系的成协。第一位发现类星体和星系成协的是 Gunn^[26]，他发现在类星体 PKS2251+11 附近，至少有一个星系的红移是与类星体的红移值 $z=0.323$ 十分接近的。此后，许多研究工作都得出了肯定的结果，即低红移的类星体周围聚集着星系。而且其红移值和类星体一致。为了定量地估计这种成协的可靠程度，我们仍采用上述的相关函数方法。若 $W_{gg}(R)$ 为星系-星系相关函数， W_{gq} 为星系-类星体相关函数。定义 B 为相关的幅度，则

$$W_{gg}(R) = B_{gg}R^{-\gamma}$$

$$W_{gq}(R) = B_{gq}R^{-\gamma}$$

Yee 和 Green^[27]发现，星系-星系相关函数的斜率和类星体-星系相关函数的斜率是一样的。他们系统地观测了多组成协样品，均发现类星体-星系的成协幅度高于星系-星系的成协幅度。表 5 给出了几组样品的 B_{gq}/B_{gg} 的平均值，表中的第 2 列指射电选 (R) 或光学选 (O) 类星体。最后一列是类星体的数目

表 5 类星体-星系成协相关幅度

源	射电/光学	\bar{z} 或 Δz	$\left(\frac{B_{gq}}{B_{gg}}\right)$	n
Stockton 1978	R+O	0.3~3	6 ± 3^a	27
	—	—	4 ± 2^b	—
French & Gunn 1983	R+O	0.24	1.2 ± 0.50	25
	O	0.23	1.7 ± 0.8	11
	R	0.26	0.9 ± 0.6	14
Yee & Green 1987	O	0~0.15	1.9 ± 0.6	17
	O	0.15~0.3	2.1 ± 0.7	16
	O	0.3~0.5	1.2 ± 0.7	7
	R	0.15~0.30	3.1 ± 1.1	9
	R	0.3~0.5	2.3 ± 1.1	10
	R	0.55~0.65	8.0 ± 2.1	9
Boyle et al 1988 c	O	0.55~0.65	2.3 ± 1.3	8

从上表可以看出, 这些巡天样品明显地表现出类星体和星系的成协普遍强于星系之间的成协. 而这些类星体的红移值和星系也是一致的. 这种成协的物理意义目前尚不十分清楚. 一种最直观的理解是它们具有共同的宇宙学起源. 不过, 这种解释也只是表观上的, 还找不出足够的物理证据来. 此外, 还有一些类星体和星系成协, 但它们之间的红移值相差甚远. 后一种情形留待讨论红移的本质时再详细解释.

类星体在统计上的成团性即使成立, 也并不能保证每个类星体之间一定具有物理上的联系. 那么, 是否存在着真正有物理联系的类星体团呢? 一个引人注意的例子是所谓 Tololo 团. Tololo 指位于智利的泛美天文台 CTIO, 地处 Cerro Tololo. 最早是由 Boshuki 和 Weedman^[28]在该天区进行的 grism 巡天观测. 其中有两颗类星体 Tol1037 和 Tol1038 相距只有 $17.9'$, 或者 $R = 4.3h^{-1} \text{ Mpc}$. Sargent 等人^[29]观测了这两颗类星体的吸收线, 发现有 5 组共同的吸收系统, 其红移范围为 $1.9 < z < 2.1$. 后来, 进一步分析其 CN 吸收线系统, 仍发现具有相关性, 表明可能是处于一个共同的超团中, 其尺度范围大约为 50 Mpc . 在此基础上, 作者^[30]进一步扩大观测范围, 在原有 7 颗类星体的基础上, 又发现 15 颗新的类星体, 估计其成团尺度在 100 Mpc 左右, 这可能是目前所发现的宇宙中最大的天体成团.

4. 类星体的光度函数

光度函数是用来计数各类天体按光度的空间数密度分布, 它是天体空间分布的一种统计特性. 对于类星体来说, 还要考虑时间, 即红移值 z . 因此, 类星体的光度函数 $\Phi(M, z)$ 表示在某个 z 值下, 单位空间体积内、单位绝对星等 $\left[M - \frac{1}{2}, M + \frac{1}{2}\right]$ 间隔内类星体的数目. 其单位为: $\text{Mpc}^{-3} \cdot \text{mag}^{-1}$. 如果 M 用光度 L 代替, 光度函数也可表示为 $\phi(L, z)$. 有的文献中还采用所谓积分

光度函数 $\Psi(M, z)$, 定义为亮于 M 的所有类星体的空间密度. 这时, 也将 $\Phi(M)$ 称为微分光度函数. 显然

$$\Psi(M, z) = \int_{-\infty}^M \Phi(M, z) dM$$

而类星体的空间密度 $N(z)$ 为,

$$N(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(M, z) dM$$

计算类星体的光度函数有两个关键: 一是观测样品的完备性, 二是光度函数本身随红移 (或随时间) 的演化.

目前, 从事光度函数计算的观测样品主要是光学选择类星体. 表 1 中列出的巡天样品都是用来构造光度函数的主要样品.

其中比较著名的有: (1) BQS 样品, 即 Palomar 天文台做的亮类星体巡天. 该巡天采用两色方法, 巡天面积达 $10\,714\, (^{\circ})^2$, 共发现 114 颗类星体. 可贵之处是该样品都是亮的类星体, 极限星等 16.16^m 是构造类星体亮端光度函数的重要资料. 该样品的完备性被认为包括了所有 $z < 2.2$ 的类星体. 由于 $Mg\ II$ 发射线和 $3\,000\text{\AA}$ 隆起的影响, 可能漏掉了一些 $0.6 \leq z \leq 0.8$ 的类星体, 估计不超过 12%. (2) MBQS 样品, 该样品采用三色方法, 共巡天 5 个天区, 面积为 $109\, (^{\circ})^2$, 极限星等 17.6^m . (3) AB 样品和 BF 样品, 这两个样品虽然巡天面积不大, 但样品的完备性比较好, (4) APM 样品, 这是由无缝光谱方法得到的, 由剑桥大学天文研究所的自动底片扫描仪 APM (Automated Plate Measurement) 选出的类星体候选体, 再进行单星的分光观测. 目前, 该样品的类星体数目已超过 1 000 颗. (5) KOKR 样品, 这是由 Koo 和 Kron 完成的暗类星体巡天, 采用四色 (U, J, F, N) 方法. 巡天面积只有 $0.29\, (^{\circ})^2$, 但极限星等却达到 $B=22.6^m$. 是目前构造暗端类星体光度函数的最重要样品.

任何一种巡天样品在完备性上都有局限性, 除了进行常规的

K 修正以外, 还可以根据各方法的特点加以修正. 在完成这些修正以后得到的样品也只能是在统计意义上的一组样品. 当利用这组样品去构造光度函数时, 还需要根据样品的特点加以限定. 一种是按体积限制的样品 (Volume-limited sample), 即认为在某一体积 V_a 内所有的类星体都被观测到了. 对于这样的样品, 只要就每段红移范围按绝对星等 M 计数所观测到的类星体数目除以体积 V_a 便得到光度函数. 但是, 用体积限制的样品, 很难保证在大体积范围内, 当样品中具有高红移的类星体时, 许多类星体不被漏掉. 另一种更为常用的方法是按视星等限制样品 (magnitude-limited sample), 即亮于某一极限视星等的类星体在这一天区内都被观测到了, 在这种情况下, 某一 z 值的光度函数可表示为:

$$\Phi(M, z) dM = \sum_j \frac{1}{V_a^j}$$

$$z_j \in (z_1, z_2), \quad z_1 = z - z/2, \quad z_2 = z + \frac{z}{2}$$

$$M_j \in (M_1, M_2), \quad M_1 = M - dM/2, \quad M_2 = M + \frac{dM}{2}$$

其中 V_a^j 称为可达体积 (accessible volume), 其意义为对于第 j 个绝对星等为 M_j 的类星体, 可能被观测到的最大体积.

按上述概念得出的光度函数 $\Phi(M, z)$ 含有红移量 z . 正是由于 z 的影响使类星体的光度函数变得复杂化. 原因是类星体的光度函数存在着演化效应. 天文学的发展不容怀疑地证实了我们居住在一个演化的 Friedmann 宇宙中. 类星体是宇宙中最早诞生的天体, 其随时间或红移的演化效应自然更为重要. 图 16.1 是按不同红移段构造的类星体光度函数. 可以明显地看出, 各红移段的光度函数存在着显著的差别.

光度函数的演化实质上是讨论如何从 $z=0$ 的本地光度函数演化到 $z=z$ 的光度函数, 即 $\Phi(L, 0) \rightarrow \Phi(L, z)$. 图 16.2 形象地说明了两种极端的演化途径, 一是光度 L (即 M) 不变, 仅数目增加. 另一是数目不变, 仅光度变化. 真实的演化规律目前

尚不清楚，已提出的演化模型有以下四种：

(1) 纯密度演化 (PDE)，该模型首先是由 Schmidt^[31]提出的，将光度函数表示为

$$\Phi(M, z) = \Phi(M, 0) \rho(z)$$

$\Phi(M, 0)$ 为本地光度函数. $\rho(z)$ 为密度函数. 在纯密度演化模型下，光度函数的形状不随 z 变化，而 $\rho(z)$ 的形式可表示为

$$\rho(z) = (1 + z)^k$$

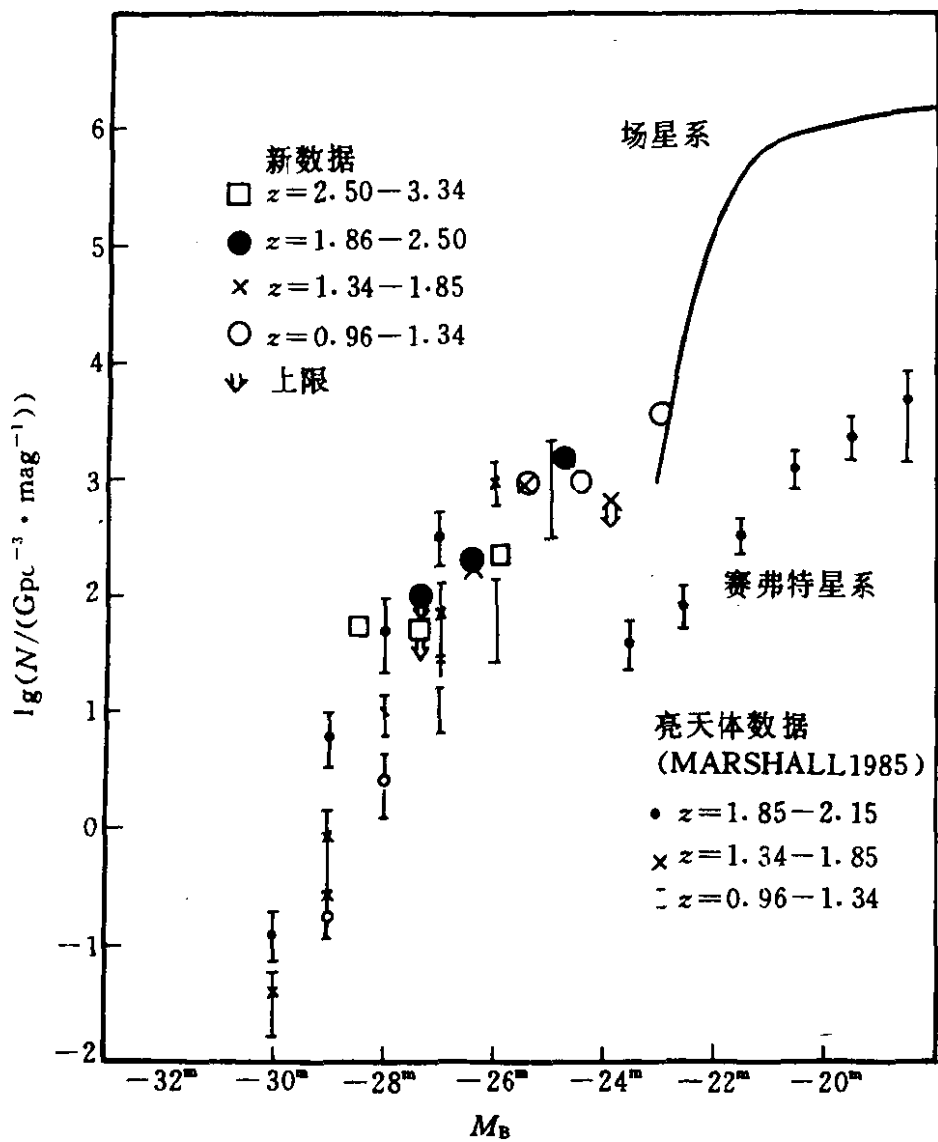


图 16.1 不同红移段的光度函数

k 为常数. 适当选取 k 值, 可以使计算出来的曲线与观测值符合. $\rho(z)$ 也可以采用其它的形式, 如 $\exp[\gamma H_0 \tau(z)]$, γ 为常数, $\tau(z)$ 为回顾时间. 纯密度演化模型对于深度巡天, 当 $B > 20^m$ 时, 与观测结果符合的不好, 它预言了过多的暗弱类星体.

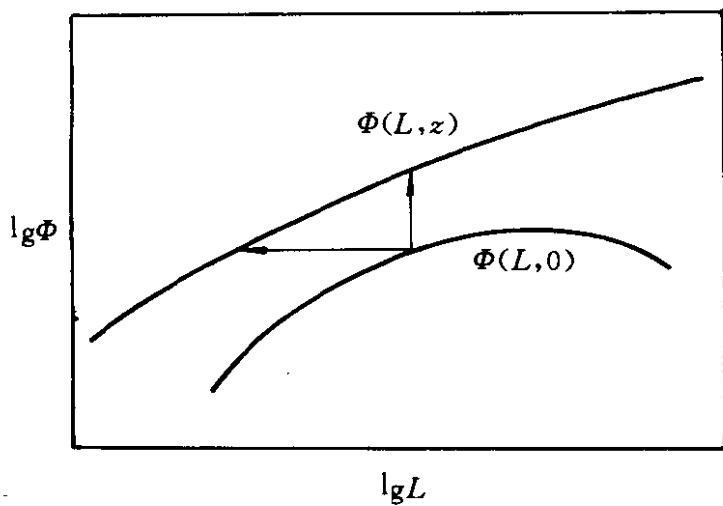


图 16.2 光度函数的两种演化模式

(2) 纯光度演化 (PLE) 纯光度演化认为密度保持不变, 仅光度随红移改变, 这一模型首先是由 Mathez^[32] 提出的, 一般可以将光度函数写为

$$\Phi(M, z) = \Phi(M_0 - \Delta M(z), 0)$$

M_0 是 $z=0$ 时的绝对星等. 纯光度演化实质上是假定 z 处的光度函数仅仅是 $z=0$ 处的光度函数沿横坐标(光度轴)移动了 $\Delta M(z)$, 如图 16.2 所示.

至于光度演化的形式, 可以取下面的两种形式

$$M = M_0 - 2.5K \log(1 + z)$$

或
$$M = M_0 - 1.086K \tau(z)$$

其中 $\tau(z)$ 为光传播时间或回顾时间 (look-back time)

(3) 依赖于光度的密度演化 纯密度演化和纯光度演化都存在着局限性. 事实上, 密度的增加依赖于绝对星等, 高光度天体比低光度天体演化要快. Schmidt 和 Green^[5] 给出的函数形式为

$$\Phi(M, z) = \Phi(M, 0) \exp[K(M_0 - M)\tau(z)]$$

其中 K 和 M_0 为根据样品定出的常数. 为了保证高光度类星体演化快, 当 $M > M_0$ 时, 令 $K = 0$.

Marshall 等人^[34]在同期提出了另一种单幂律形式的函数

$$\Phi(M_B, z) = \Phi(M_B, 0) 10^{-0.4[M_B - M_B(z)](\alpha-1)}$$

(4) 混合演化 尽管实际计数曲线和纯密度演化具有差别, 但在类星体的暗弱端 (低光度端) 仍需要密度演化模型去拟合. Heisler 和 Ostriker^[35]提出了一种可以同时拟合亮和暗弱类星体的演化模型

$$n(M, t) = 0.921 n_0 \frac{\exp[j\tau(M_* - M)]}{l^{0.7}(1+l)^{3.8}}$$

式中 n 是指数密度, 相当于光度函数.

$$M_* = M_0 - 1.086k\tau$$

$$M_0 = -22.5$$

$$l = L/L_* = 10^{-0.4(M-M_0)}$$

n_0 , j , k 为常数. 当 $j=0$ 时, 对应于纯光度演化; $j \neq 0$ 时, 对应于依赖光度的密度演化. 混合演化模型在解释现有的巡天观测资料方面比较成功. 这个模型的缺陷在于它预言了比实测多的高红移类星体, 同时模型的自由参数较多, 难于给出具体的确定演化形式.

各种模型的比较表明, 对于类星体的亮端, 当 $B \leq 20^m$ 时, 都是采用幂律形式, 各模型的差别不大. 而对于暗端, 都采取指数形式, 可以判断模型的显著差别. 这就要求用更大的望远镜, 得出更暗弱类星体的观测样本.

根据上述的讨论, 不同 z 处的光度函数是不一样的, 而且也无法用一个统一的函数形式去拟合. 因此, 目前的结果只能是就各种红移值给出各自的光度函数.

(1) 本地光度函数 ($z < 0.1$)

本地光度函数一般定义为 $z < 0.1$ 的光度函数. 由于光度函数

是演化的，本地光度函数可以做为对演化方式的一种检验。通过简单地比较本地光度函数和高红移光度函数，便容易看出光度函数的演化趋势。因此，本地光度函数可以看做是 $\Phi(M, 0)$ 。

由于 $z < 0.1$ 的小红移的类星体数目很少，一般难以从观测直接求出本地光度函数。Schmidt 和 Green^[5] 曾用 PBQS 样本构造本地光度函数。但大多是用 Seyfert 星系核的光度函数做为本地光度函数。Seyfert 星系核的一系列性质看上去与类星体的很相似，其光谱几乎完全相同。因此，“借用” Seyfert 星系核的光度函数做为类星体的本地光度函数是允许的。图 16.3 是综合 PBQS 和各种 Seyfert 星系核给出的本地光度函数。

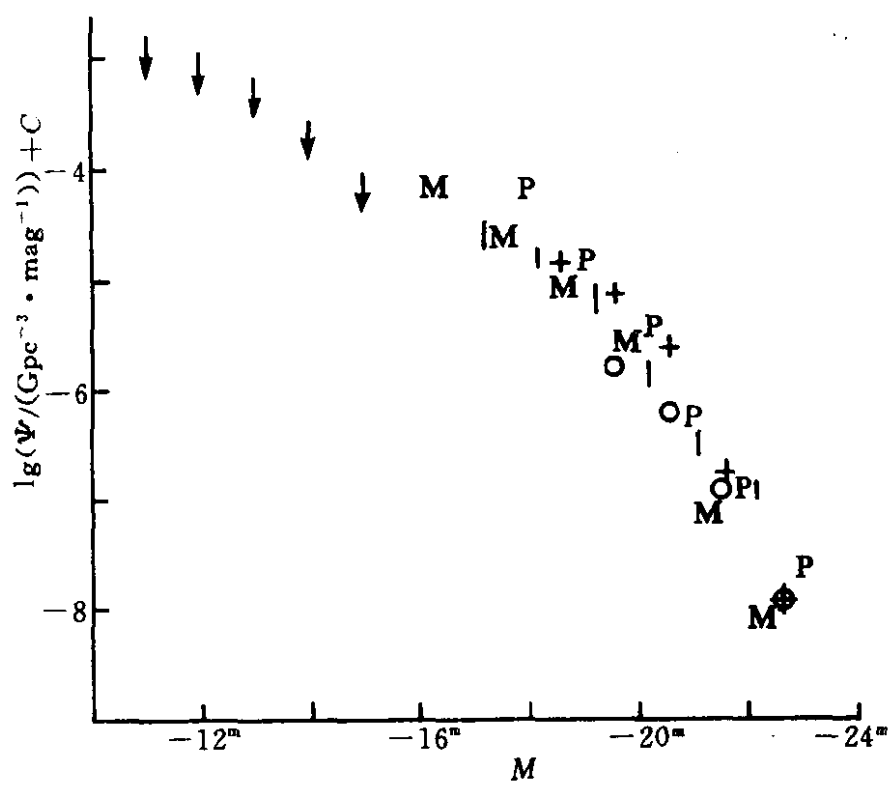


图 16.3 Weedman 给出的本地光度函数，图中符号代表不同巡天样本

(2) $z < 2.2$ 的光度函数

该红移区内的类星体观测资料比较丰富，取得的结果也比较一致。无论用那种演化模型，都能很好地去拟合观测资料。图 16.4

给出了该红移范围内的光度函数,并按若干个红移段分别给出.其中也给出了 Seyfevt 星系核和 $z<0.2$ 的类星体的光度函数.

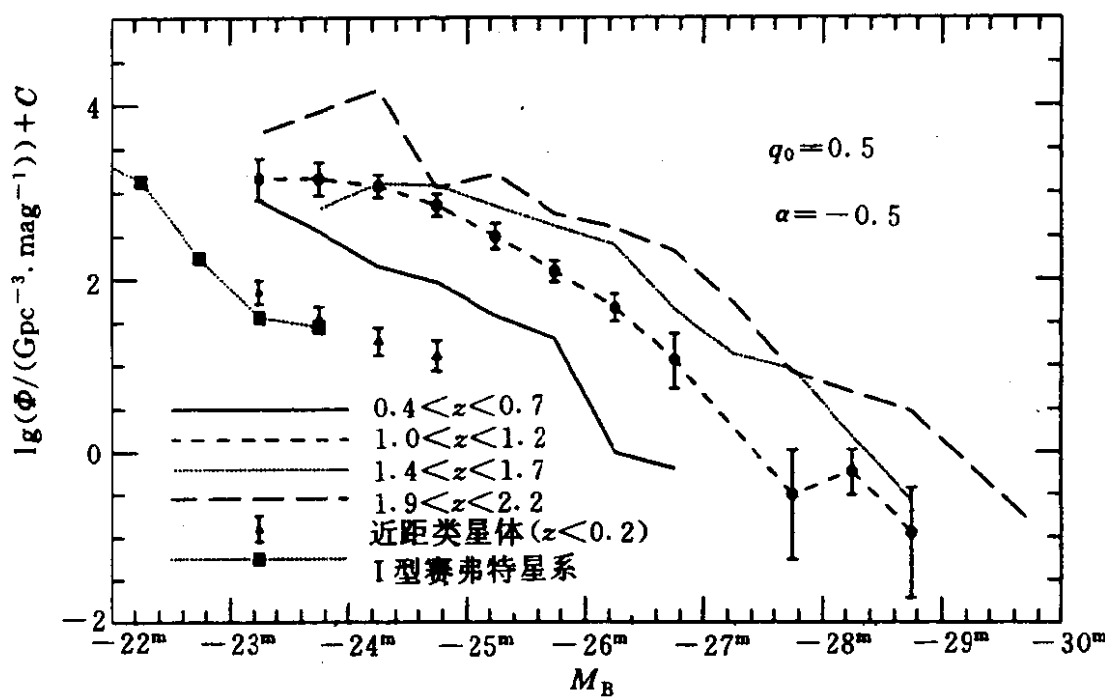


图 16.4 $z<2.2$ 各红移段的光度函数

(3) $z>2.2$ 的光度函数 高红移类星体的光度函数存在着许多不确定因素.一方面高红移类星体的数目偏少,目前的巡天观测方法还无法给出完备的高红移类星体样本.另一方面,理论演化模型对高红移端的拟合也不理想.高红移类星体的数目比任何一种模型预计的数目都少了一个数量级.

Hartwick 和 Schade^[36]总结了 CFHT, KOKR, APM1, APM2, Osmer, SSG 等在这一红移段的巡天观测资料,给出了在这一波段的综合光度函数(如图 16.5).从图中可以看出,对于亮类星体($M<-26^m$),高红移的空间密度要比 $z\sim 2$ 时的降低很多.高红移类星体空间密度的明显降低已得到了许多观测资料的证实.例如 Schmidt 等人^[37]估计比 $M_B\sim -25.8^m$ 亮的类星体的空间密度在 $z=2.2\sim 3.3$ 的红移范围内要降低 7 倍,空间密度的峰值出现在 $z=2\sim 2.5$ 的范围内.图 16.5 中 $z=4$ 的曲线取自 Warren Hewett 的模型.图 16.5 中的 (b) 和 (a) 仅是在计算时取的宇宙

减速因子参数 q_0 和类星体的谱指数 α 不同. 但从(b)图可以看出, 改变参数后, 高红移类星体空间密度的下降趋势明显减缓.

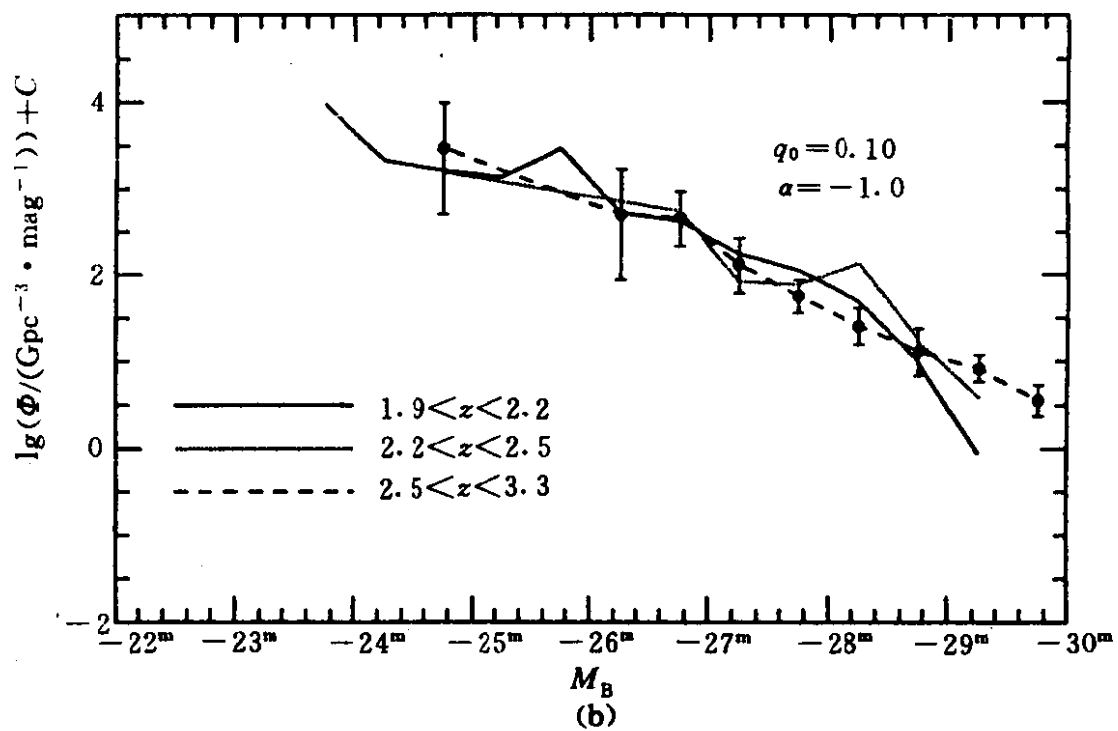
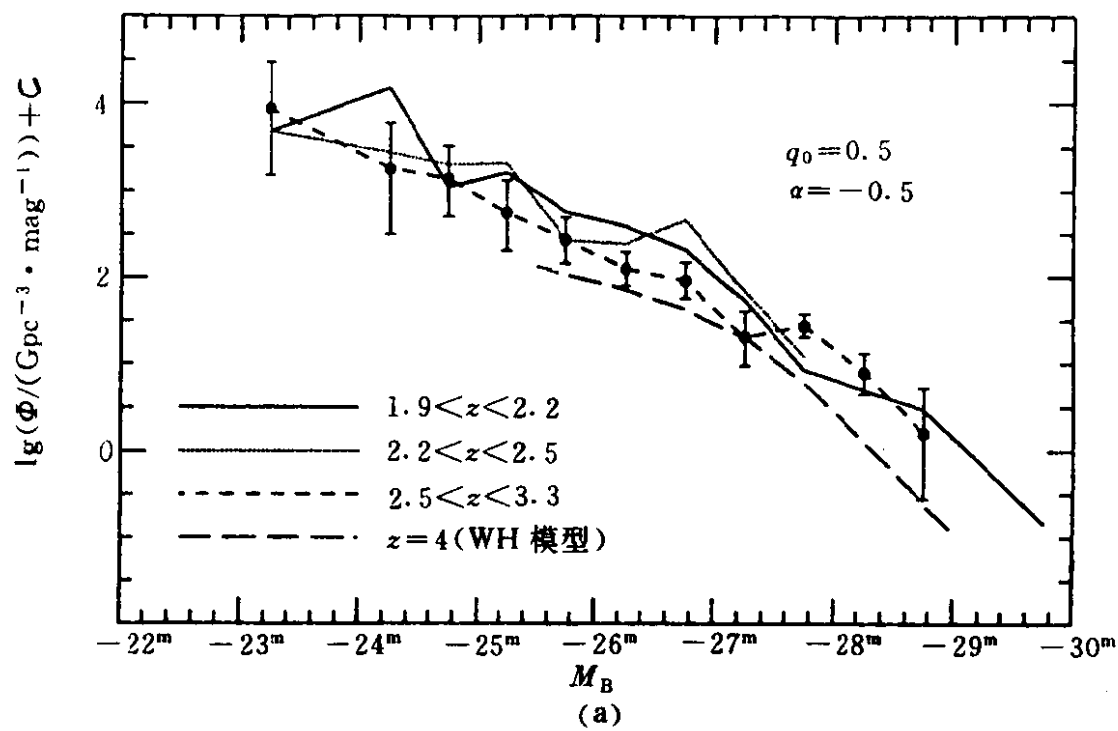


图 16.5 $z > 2.2$ 的各红移段光度函数, 同时给出了 $1.9 < z < 2.2$ 区段.

(a) 和 (b) 仅仅是选取的 q_0 和 α 不同

5. 类星体的光谱

类星体的光谱由三部分组成：连续谱、发射线和吸收线。图 16.6 是 Q1232+134 的光谱。这是作者^[38]1982 年 2 月 17 日在美国 Palomar 山天文台拍摄的。当时，5m 望远镜安装上双光束摄谱仪不久。所谓双光束摄谱仪，即将摄谱仪分为两个波段：红光照像机对应于 $5\,000 \sim 10\,000\text{ \AA}$ 和蓝光照像机对应于 $3\,000 \sim 5\,500\text{ \AA}$ 。两架照像机都是用的 CCD 探测元件，效率很高。一颗 19^m 左右的类星体候选体，只需要露光 $1\,000\text{s}$ ，便可拍出清晰的光谱。而观测完的结果，立即可以显示在电视屏幕上。

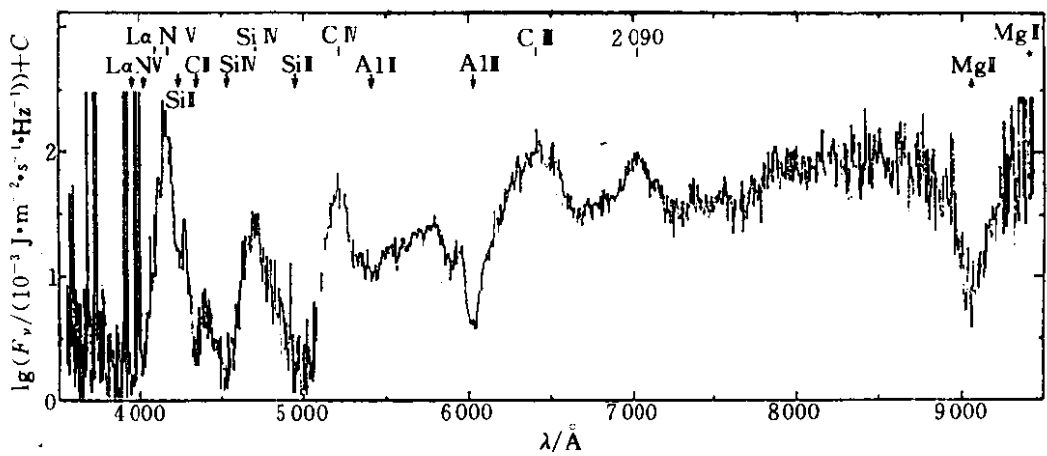


图 16.6 Q1232+134 的光谱。

这是一颗典型的具有宽吸收线 (BAL) 的类星体

1. 类星体的连续谱 近年来，类星体的观测基本上做到了包括全部电磁波段，即 X 射线、紫外、光学、红外和射电。类星体连续谱的一个重要特点是整个连续谱都可以用一个单一的幂律谱来表示。在频率为 10^{11}Hz 范围内，都可以近似地描述为 $f_\nu \propto \nu^\alpha$ ， $\alpha \sim -1$ 。但是，在不同波段的连续谱会出现相当明显的不连续现象，表明它们的辐射机制和起源不同。一颗类星体在辐射结构上相当复杂，可能有多个致密源和复杂的大气包层，因而形成非一

致的连续谱.

射电波段得到的连续谱常分为平谱和陡谱. 定义谱指数 ≥ -0.5 的为平谱, 小于 -0.5 的为陡谱. 一般说来, 致密射电源都是平谱源, 而展源是陡谱源. 而且, 一个平谱源是由许多致密子源集合而成的. 辐射机制则认为主要是由相对论性电子的非相干同步加速辐射引起的.

红外连续谱的观测是从 IRAS 上天以后才有了长足的进展. IRAS 的 4 个波段中 ($12\mu\text{m}$, $25\mu\text{m}$, $60\mu\text{m}$, $100\mu\text{m}$) 中, $60\mu\text{m}$ 是探测河外星系最敏感的波段. 红外辐射大体由两部分组成: 热和非热成分. 热的成分是由尘埃的热辐射所致. 非热成分则和射电波段的辐射机制一样, 是由于相对论性电子在磁场中的同步加速辐射所致. 整个红外波段同样是幂律谱分布, 谱指数仍然是 $\alpha \sim 1$. 研究谱指数在不同波段的变化, 是确定辐射机制的一个重要手段.

Seyfert 星系表现出很强的红外辐射. 在 IRAS 点源表中大约有 1 000 个 Seyfert 星系, 甚至其中有一半是通过 IRAS 发现的. Edelson 和 Malkan^[39] 曾用幂律谱去拟合 Seyfert 星系从 $0.1 \sim 100\mu\text{m}$ 的能谱, 发现 Seyfert 1 的能谱能找到一个合理的幂律形式, 而 Seyfert 2 则无法准确地拟合. 这一结果表明 Seyfert 2 有着更强的恒星形成区和更丰富的尘埃辐射.

类星体的红外连续谱呈现出显著的非热辐射特征, 但这并不意味着没有尘埃辐射的影响. 事实上, 一些类星体在红外波段的光度大大超过了其射电光度, 这无疑含有大量的热辐射成分. 多波段相关性研究表明, 类星体的红外辐射与射电和光学波段的辐射光度并无明显的相关性. 具有射电平谱的类星体在红外和光学波段谱型仍平坦, 表明这类类星体的非热辐射很强. 而对于陡谱型或射电宁静的类星体则显示出红外辐射的热成分多一些. 统计表明, 射电平谱的类星体比射电陡谱的类星体在红外的辐射流量平均高出一个星等.

光学和紫外波段的连续谱虽然基本上也是幂律谱形式, 但其

形成机制却相当复杂. 往往是用混合型的辐射机制去拟合观测到的谱. 常用的有所谓双成分模型, 即在单一的幂律谱的基础上附加上一个其它的辐射源. 其中最典型的特征是 $3\,000\text{ \AA}$ 突起 ($3\,000\text{ \AA}$ Bump), 亦称为蓝色突起 (Blue Bump). 观测发现, 在相当于静止波长处 $2\,000\text{ \AA} \leq \lambda \leq 4\,000\text{ \AA}$, 连续辐射流明显地增高, 峰值在 $3\,000\text{ \AA}$ 附近 ($\nu \sim 10^{14.9} H_0$). 图 16.7 表示的是几颗典型的类星体在光学波段的连续谱, 从图中可以明显地看出所有的连续谱基本上都是幂律谱形式, 唯有在 $3\,000\text{ \AA}$ 附近增高很多. 如何解释 $3\,000\text{ \AA}$ 突起仍然存在着困难. 一般认为有两种起因: 主要原因是由于被加热的高温氢云的辐射, 其温度被加热到 $T=10\,000\sim 40\,000\text{ K}$. 另外, Fe II 在这一波段的发射线非常丰富, 这些发射线叠加在连续谱上形成突起.

类星体的 X 射线谱对于了解类星体的性质日显重要, 许多类星体都表现出很强的 X 射线辐射. 目前认为, X 射线起源于类星体的核心附近. 最有可能的辐射机制是同步自康普顿辐射 (Synchrotron Self-Compton), 它可以直接与低频辐射相关联, 这也说明了为什么类星体的 X 射线辐射与光学辐射相关密切. 其它可能的机制包括非相对论性电子对低频光子的 Compton 热化, 或者极热等离子体中的韧致辐射. X 射线谱的谱指数只有 $+0.7$, 比 X 射线和紫外段相衔接的谱指数 1.3 要平坦得多. 这反映了 X 射线和紫外区的辐射机制有很大的区别.

偏振是描述辐射物理特性的重要参数之一. 大多数类星体的偏振度都很低, 不到 1% . 但也有高偏振的类星体, 可以达到 10% . 光变时标和偏振度之间有着很强的相关性, 这对于了解连续谱的形成区域很有意义. 对于高偏振的类星体, 我们观测的辐射区只有几个光天的直径, 非常靠近类星体的核心. 而对于大多数低偏振的类星体, 则是来自中心源的辐射经历了多次的吸收和再辐射过程.

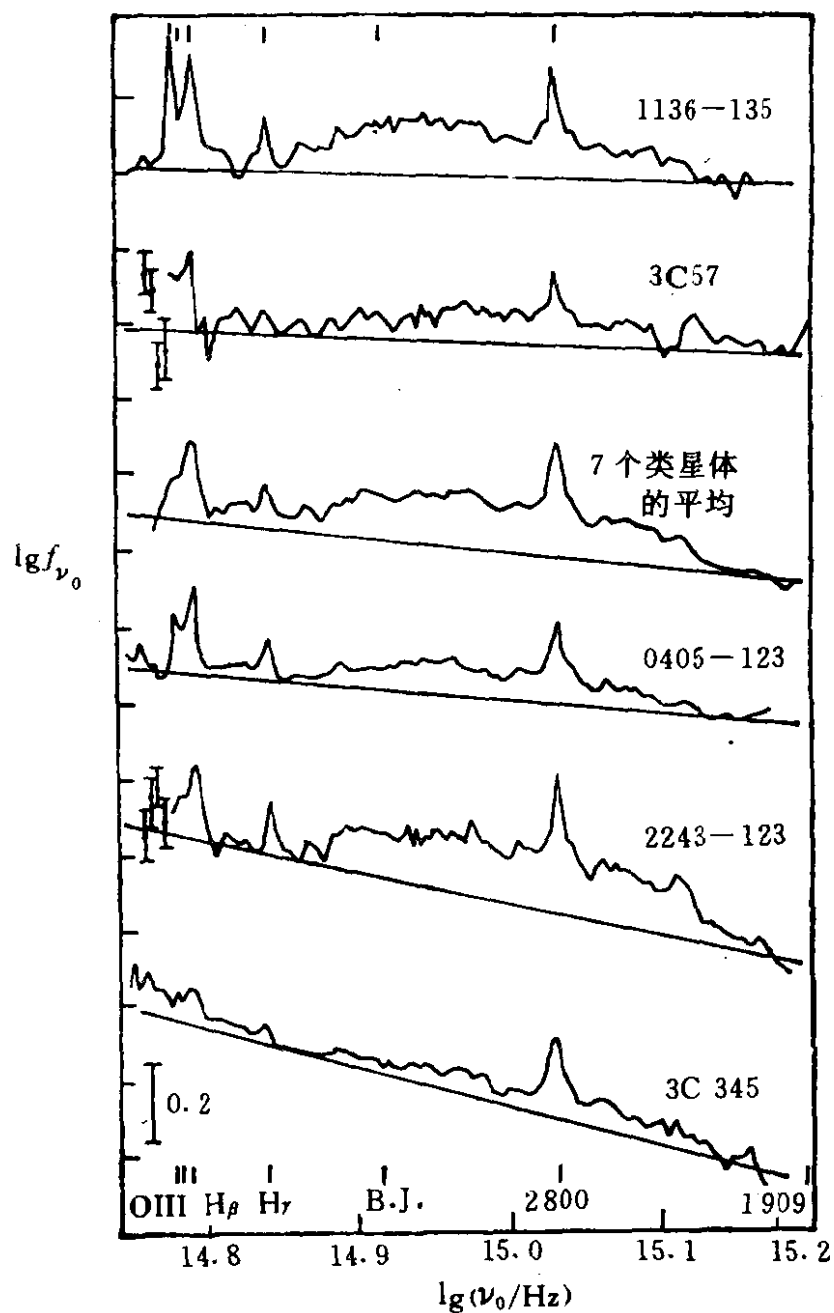


图 16.7 类星体的连续谱. 在 $3\,000\text{ \AA}$ 附近明显地表现出突起.

其中第 3 条光谱是 7 颗类星体的平均

2. 类星体的发射线 宽而强的发射线是类星体光谱的标志和最显著的特征. 类星体的红移便是根据发射线的位移得出的. 从观测上同时给出类星体全部发射线的强度几乎是不可能的, 原因是类星体的红移相差很多, 波段范围展的很宽, 目前的观测手段

还难以全部覆盖. Baldwin^[40]用 14 颗不同红移的类星体的连续谱强度取平均, 并以 3 颗类星体的线光谱为准, 归化为一个类星体发射线的“标准分布”图 (如图 16.8).

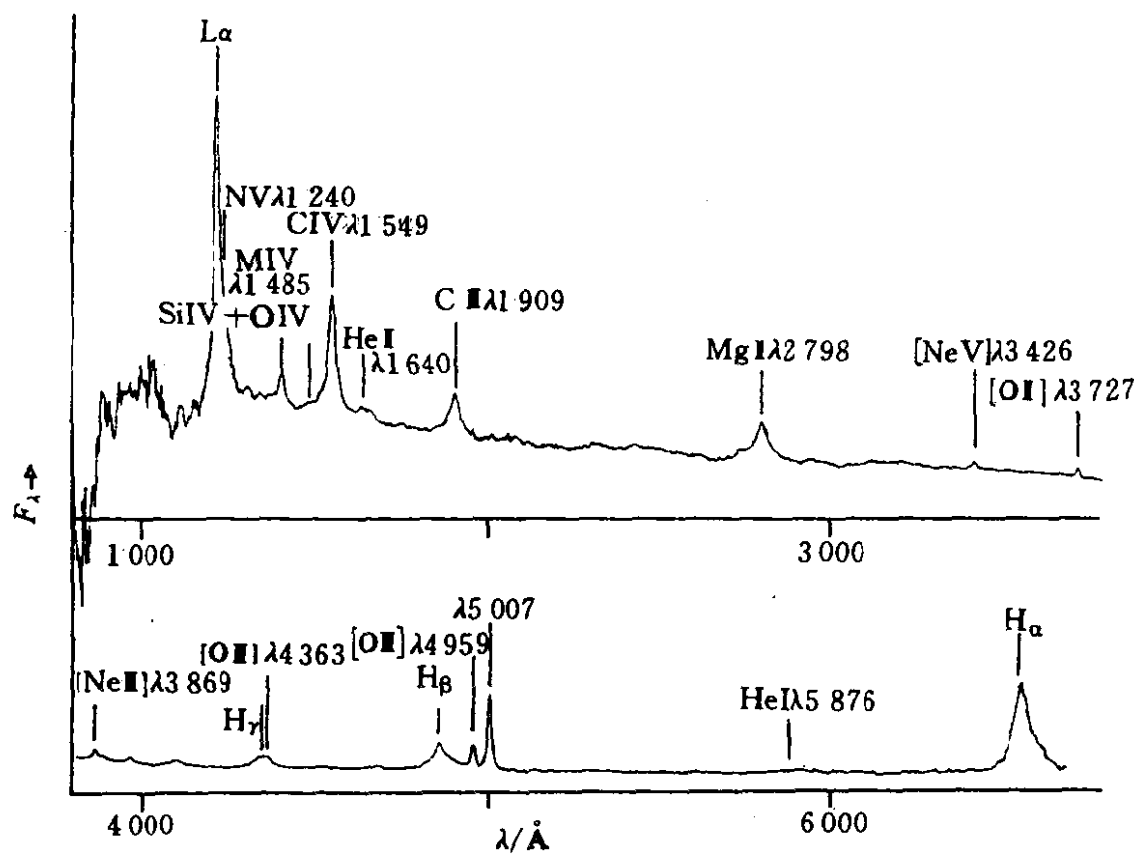


图 16.8 由 14 颗类星体的连续谱取平均, 加以 3C323.1 ($z=0.264$)、PKS2344+09 ($z=0.677$) 和 4C05.34 ($z=2.86$) 得出的标准光谱.

表 6 列出了类星体光谱中的主要发射线及其相对强度. 有人做过统计, 类星体中出现过的各种发射线共有 60 多条, 但出现频数较多的不过 20 条左右. 如果考察类星体发射线的相对强度比, 便会发现一个很重要的现象, 即观测到的强度比偏离热动平衡状态很远. 例如, $I(L_{\alpha})/I(H_{\beta}) \approx 5$, $I(L_{\alpha})/I(H_{\alpha}) \approx 1$. 而由热动平衡状态方程给出的强度比应该分别为 40 和 13. 类似地, 其它一些谱线的强度比也显著地比预期的数值低. 为什么发射线的强度比会出现如此大的反常, 这是一个很有趣的问题, 目前从理论上还没有完满的解释. 一种解释是尘埃或中性氢云的吸收, 它

们将L_α光子大量吸收,转变为巴耳末光子.对于一般的发射线,普遍采用的模型是光致电离模型.认为发射线形成于发射线区,由中心辐射出的强X射线使气体光致电离,在发射线区再复合形成发射线.由于形成各种发射线要求的物理参数相差甚大,为了与观测数据符合,往往在发射线区构造复杂的动力学模型,认为大气是由具有不同物理参量的气体团混合而成的,每种气体团分别形成不同的发射线.

表 6 类星体光谱中的主要发射线及其相对强度

波长 (Å)	离子	相对强度
1 034	O IV	20
1 216	H I (L _α)	100
1 240	N V	20
1 400	Si IV + O IV	10
1 549	C IV	50
1 640	He I	5
1 909	[C II]	20
2 798	Mg I	20
3 426	[Ne V]	5
3 727	[O I]	10
3 869	[Ne II]	5
4 861	H I (Hβ)	20
4 959	[O II]	20
5 007	[O II]	60
6 562	H I (H _α)	100

对于类星体发射线的形成机制,也有人^[41]尝试用不同的辐射机制.作者^[42]也曾做过一些尝试.但总起来看,仍然存在着许多困难,还无法给出一个简单而统一的模型.

类星体发射线的另一个重要特征是同时具有很强的允许线和禁线，这在宇宙天体中几乎是唯一的。发射线轮廓可以用一个对称的高斯轮廓表示，相应的多普勒运动速度可以高达 $10^3 \sim 10^4 \text{ km/s}$ 。对于允许线的轮廓来说，往往是由两部分组成：一部分是宽展的轮廓，且常呈现不规则和不对称，另一部分是再叠加上一个窄的轮廓。前者来自宽线区 (BLR)，后者来自窄线区 (NLR)。限于篇幅，有关 BLR 和 NLR 的物理性质不再详细讨论。

3. 类星体的吸收线，有一定数量的类星体、尤其是高红移的类星体，除发射线外，还伴随发射线出现吸收线。吸收线的观测波长一般小于相应的发射线，因此，同一类星体的吸收线的红移值小于发射线的红移值，即 $z_a < z_e$ 。

根据 Weymann^[43] 的建议，可以将吸收线分为 A、B、C 和 D4 种类型 (如图 16.9)。其中

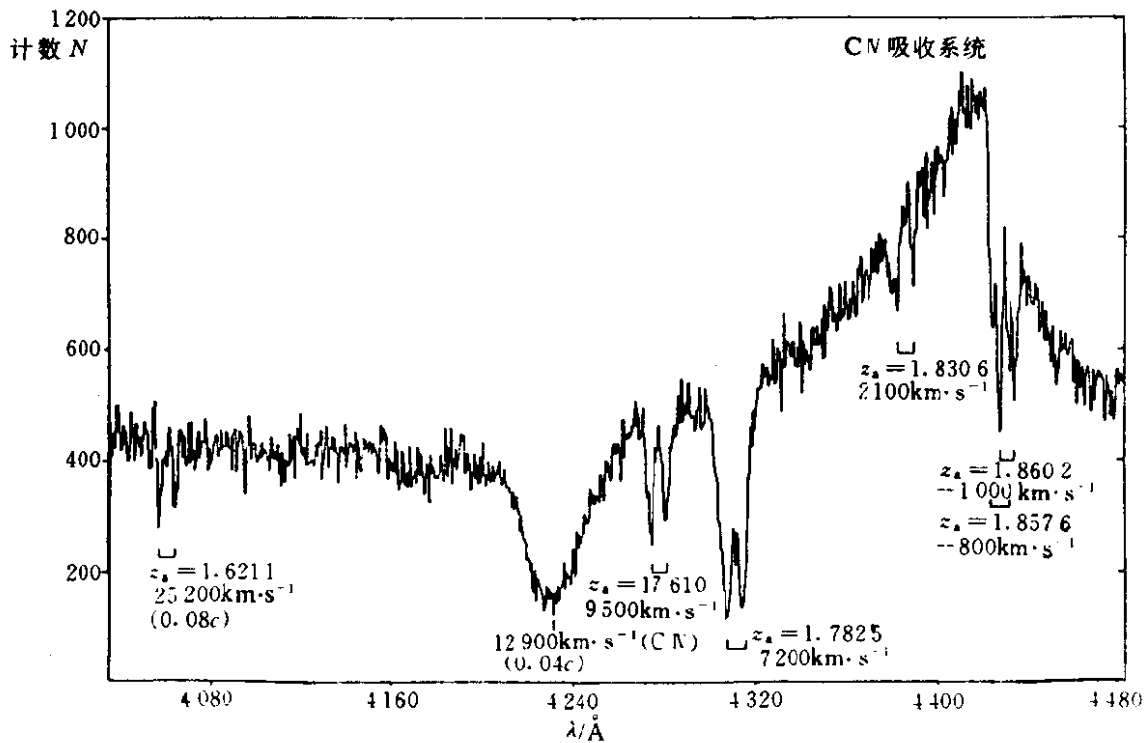


图 16.9 Weymann 的吸收线分类图。该光谱包括了 A 型 ($\lambda 4230$), B 型 ($z \sim 1.86$ 线对) 和 4 组 C 型 ($z = 1.62, 1.76, 1.78$ 和 1.83)

A 型：非常宽的吸收线系。典型线如 $\text{CN } \lambda 1549 \text{ \AA}$ ，展宽达

1 350~1 600 Å. 相应的外流速度可以超过 0.1c, 甚至达到接近光速. A 型又称为宽吸收线型 (BAL). BAL 已成为类星体吸收线中研究的热点之一. BAL 型类星体仅仅出现在中、高红移的类星体中, 大约占 3%~10%. BAL 究竟是怎样形成的? 一种看法认为, 造成 BAL 的原因仅仅是几何原因. 围绕黑洞类星体有一吸积盘, 当观测者贴近吸积盘方向观测时, 便会穿过厚的吸积物质层, 从而形成宽的吸收线 (如图 16.10). 这种解释模型给出的发现 BAL 类星体的概率与观测是符合的.

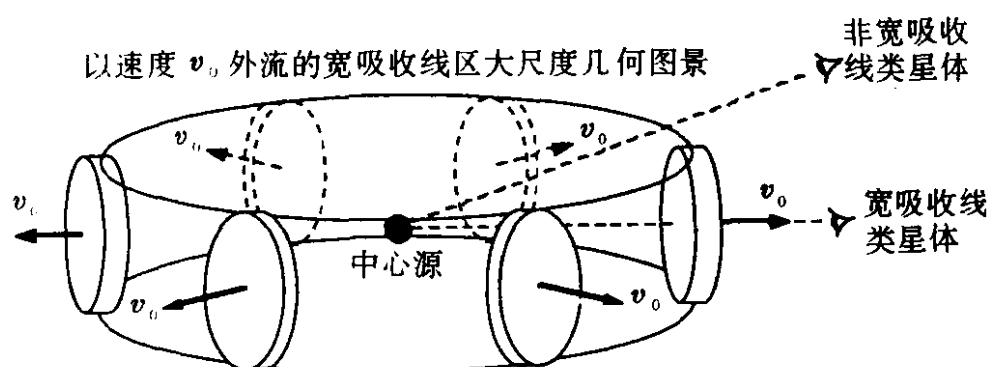


图 16.10 宽吸收线 (BAL) 形成的一种几何模型. 宽吸收线区的云块以速度 v_0 向外扩张. 是否形成宽吸收线取决于观测者的角度

B 型: 锐的吸收线. 发射线红移 z_e 和相邻吸收线红移 z_a 满足

$$\frac{z_e - z_a}{1 + z_e} \leq 0.01$$

也就是说, 吸收线和发射线之间的速度差不超过 3 000 km/s. 这种类型的吸收线以 C IV 线最典型, 有相当数量的 C IV 线系统峰值的速度差接近零. C IV 线的这种现象被解释为吸收物质是在类星体的周围.

C 型: 锐吸收线组, 含有金属线, 且满足

$$\frac{z_e - z_a}{1 + z_e} > 0.01$$

C 型线是由于延伸的、低密度的正常星系的晕引起的, 它们都距类星体很远, 称谓插入星系 (embedding galaxy). 插入星系可以吸收背景类星体发来的光已为一些观测事实所证实. C 型吸收云内的

物理状态大体为:

速度弥散度 $20 \sim 100 \text{ km/s}$

金属原子柱密度 $10^{13} \sim 10^{15} / \text{cm}^2$

氢原子柱密度 $10^{17} \sim 10^{21} / \text{cm}^2$

由于插入星系的距离不同, 造成的吸收线的红移也不同, 从而形成多重红移. 在一些高红移类星体中, 多重红移的项数可以达到 10 重以上.

在有的吸收线分类中把 B 型的 C 型分为一类, 统称为重元素吸收线.

D 型: 又称为 L_α 森林, 即在 L_α 发射线的短波一边, 有一系列的吸收线, 吸收线最集中的是在 L_α 和 L_β 之间. 这些吸收线是 L_α 的不同红移的吸收. 如果认为这些吸收线是由类星体和观测者之间的插入星系或星系际云造成的, 则计数这些森林线的数目及其分布, 便可以研究星系际物质的分布情况. 每单位红移值内的吸收线的数目可以表示为

$$\frac{dN}{dz} = \sigma \rho_0 \frac{c}{H_0} (1+z)(1+2q_0 z)^{-1/2}$$

其中 σ 为吸收云的截面, ρ_0 为数密度, c 是光速, H_0 是哈勃常量, q_0 是减速因子. 如果吸收云是没有演化的, 则 $\sigma \rho_0$ 是一个常量, $\frac{dN}{dz}$ 对 z 的依赖性不大. 一般说来, 上式可以表示为更简单的形式

$$\frac{dN}{dz} \propto (1+z)^\gamma$$

或

$$\frac{dN}{dz} = \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 (1+z)^\gamma$$

其中 $\left(\frac{dN}{dz} \right)_0$ 是对应于 $z=0$ 的数值. 不同作者给出的 γ 值有很大的不同. Sargent 等人^[44]认为, 需要对 L_α 线的等值宽度加以随红移的修正, 并给出 $\gamma = 0.48 \pm 0.54$ 但没过几年, Sargent 和 Bok-

senberg^[45]给出的 $\gamma=2.1$, 并近似地表示为

$$\frac{dN}{dz} \sim 3.2[1+z]^{2.1}$$

上式表明, 吸收云是随红移的增加而增加的, 说明吸收云的数目存在着演化效应, 在早期数目较多.

目前已对吸收云的物理性质进行了大量的研究, 但由于获得高分辨率的 L_{α} 线的困难, 所得的结论仍然是初步的. 首先, 吸收云主要是由氢组成的, 金属含量很少. 因此, L_{α} 的吸收云是由星系际物质组成的, 而不是插入星系形成的, 这和重元素吸收线的形成原因截然不同. 第二, 吸收云的大小、温度和柱密度等物理参数可以通过拟合其谱线轮廓得出.

柱密度 $\log N(\text{H I}) = 10^{13} \sim 10^{16} / \text{cm}^2$

温度 $T = 2 \sim 5 \times 10^4 \text{K}$

谱线的多普勒宽度 $b = 20 \sim 60 \text{km/s}$

云的大小 $D = 0.4 \sim 400 \text{kpc}$

第三, 吸收云的成团性十分不明显, 换句话说, 云的分布是均匀的. 如果以每两条线之间的速度差 ΔV 为参数做统计分析, 则一直到 $\Delta V \sim 50 \text{km/s}$ 仍然是随机分布的. 第四, 吸收云随红移的演化规律如上述公式给出, 主要取决于 γ 因子, 对于 $q_0=0$ 的宇宙, $\gamma=1$ 意味着没有演化. 目前得出的大都 $\gamma=0.5 \sim 2.5$, 但个别也有是负值的. 因此, 演化规律十分不确定.

最近, Pettini 等人^[46]在 AAT (英澳望远镜) 对 QSO2206-199N 进行了分辨率达 6.5km/s 的分光观测, 在 $z=2.103 \sim 2.587$ 范围内共发现了 101 条 L_{α} 吸收线. 发现了 $b=5 \text{km/s}$ 的多普勒宽度, 这意味着云的大小只有 $4 \times 10^{-3} \text{kpc}$, 温度只有 10^4K .

6. 红移极限和宇宙的演化

类星体的红移是否有一个截止值和截止值的大小对研究宇宙的演化过程是十分重要的. 1973 年, Wampler 等人^[47]发现了红移

为 $z=3.53$ 的射电类星体 OQ172. 这一发现一直延续了 10 年, 红移纪录才被突破, 1982 年 Osmer^[48] 进行了一次系统地搜寻高红移类星体的工作, 他在位于智利的 CTIO 的 4m 望远镜上做无缝巡天观测, 将物端光栅的闪耀波段集中在 $\lambda\lambda 5700\sim 5900\text{Å}$, 配以红敏的 IIIa-F 底片. 这样, 只要在观测波段内出现类星体的 L_{α} 线, 红移值便应该在 $3.7 < z < 4.7$ 之间. 他做了 5 个平方度天区的巡天工作, 极限星等为 22^m. 根据以往的理论分析, 应该发现 9.6~22 颗高红移的类星体. 但是, 最终结果却大失所望, 在发现的 15 颗类星体中, 没有一颗出现 L_{α} 线. 换句话说, 没有一颗类星体的红移值达到了 3.7. 有 5 颗类星体是通过 C VI $\lambda 1549\text{Å}$ 发现的, 最大红移值为 3.37. Osmer 的结果引起了广泛的注意. 在排除了观测上的选择效应之后, Osmer 认为在 $z=3.5$ 附近出现了类星体的截止.

正如我们在光度函数一节中所讨论的, 高红移类星体的空间密度的确是急剧地下降了, 但并没有截止在 $z=3.5$ 处. 就在 Osmer 文章发表的同时, 在英澳天文台 (AAO) 工作的年青女天文学家 Savage 和她的同事们从事射电源的光学证认工作, 他们在“无意中”发现了 PKS2000-330 是一颗破纪录的类星体^[49],

$$z=3.78\pm 0.01$$

$$m_V=17.5^m$$

当时, 人们认为红移的截止值应该在 $z=4$ 左右. 但到了 1987 年, Warren 等人^[6]便突破了 4, 找到了 $z=4.01$ 的类星体. 在此后几年中, 共发现了 20 多颗 $z>4$ 的类星体. 表 6^[50]列出了全部这些类星体. 其中, 红移最大的类星体是由 Palomar 山天文台的 5m 望远镜发现的. Schneider^[51]等人在 5m 望远镜上先用 4 架 CCD 照像机用 4 种颜色挑选高红移的类星体候选体. 然后再做有缝光谱观测, 他们用这种方法已经发现了将近 10 颗红移大于 4 的类星体. 图 16.11 是 PC1247+3406, 它主要基于 3 条强的发射线测出的红移值, 其结果为

$$z=4.897\pm0.011$$

$$m=20.4^m\pm0.1^m$$

$$M_B=-27.2^m$$

表 7 $z>4$ 的类星体

名 称	红移	视星等 (星等)	证 认 方 式	证认时间
PC1247+3406	4.89	20.4	颜色, 5m+CCD	1991 年 4 月
PC1158+4635	4.73	20.2	Grism, 5m+CCD	1989 年
BRI0103+00	4.44	18.6	颜色, UKST+APM	1990 年 10 月
BRI0952-01	4.43	18.7	颜色, UKST+APM	1990 年 5 月
SGP0051-2758	4.43	20.0	颜色, UKST+APM	1987 年 9 月
BRI1013+00	4.40	18.8	颜色, UKST+APM	1990 年 5 月
Q2203+2915	4.40	20.8	偶然, Lick 天文台	1987 年 9 月
PC0307+0222	4.37	20.4	Grism, 5m+CCD	1989 年
BRI0111-28	4.30	18.7	颜色, UKST+APM	1989 年 9 月
BRI1050-00	4.30	18.6	颜色, UKST+APM	1989 年 5 月
PC0751+5623	4.28	19.9	Grism, 5m+CCD	1988 年
BRI2235-03	4.25	18.2	颜色, UKST+APM	1989 年 5 月
BRI0151-00	4.20	18.9	颜色, UKST+APM	1990 年 10 月
PC0104+0215	4.16	19.7	Grism, 5m+CCD	1989 年
BRI0035-25	4.15	18.9	颜色, UKST+APM	1989 年 9 月
Q0000-2619	4.11	17.5	Prism, UKST	1987 年 8 月
PC2331+0216	4.09	20.0	Grism, 5m+CCD	1989 年
BRI0241-01	4.07	18.2	颜色, UKST+APM	1990 年 10 月
SGP0101-3025	4.07	19.5	颜色, UKST+APM	1987 年 9 月
PC0910+5625	4.04	20.8	Grism, 5m+CCD	1987 年 5 月
SGP0046-2919	4.01	19.0	颜色, UKST+APM	1986 年 8 月

由于世界上有几个观测小组都在致力于高红移类星体的发现, 因

此，新的纪录有可能还被突破。

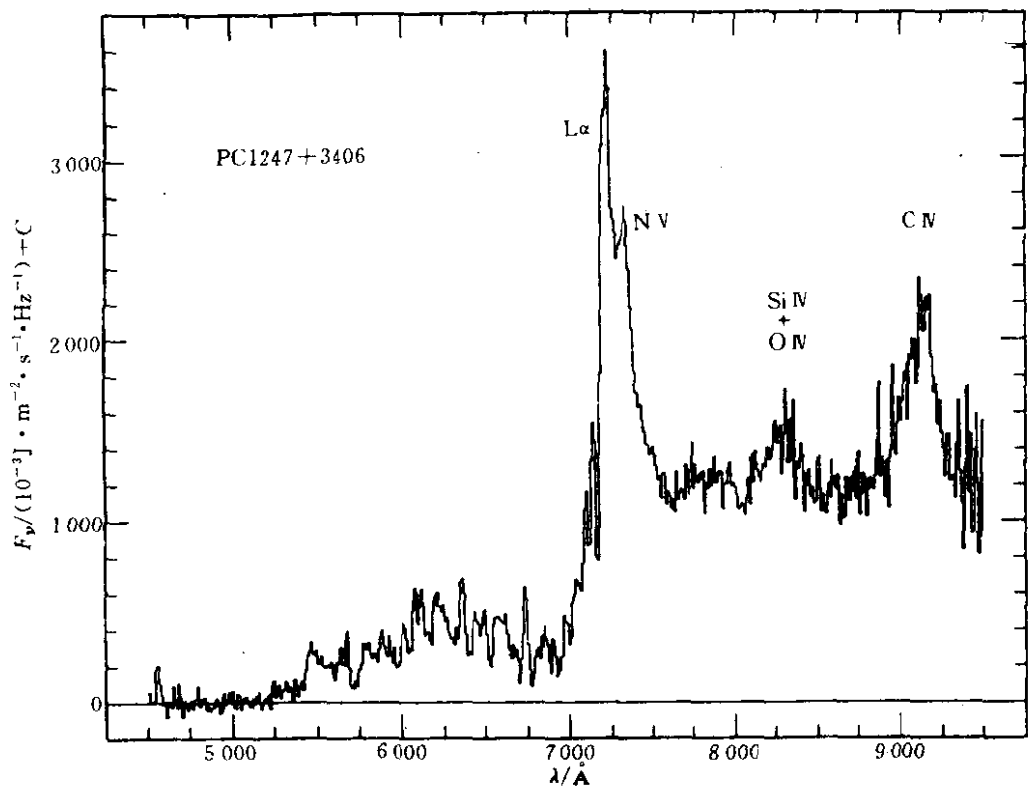


图 16.11 PC1247+3406，目前已知的最大红移的类星体， $z=4.897$ ，其 L_{α} 发射线已红移到 7214\AA 。

极高红移类星体的不断发现，为宇宙的演化过程提供了新的证据和挑战。根据大爆炸宇宙论，宇宙在 $z=5 \sim 1000$ 之间，相应的宇宙年龄为 $10^6 \text{ 年} \lesssim t \lesssim 10^9 \text{ 年}$ 。在这一阶段，宇宙应该处于“混沌”状态。无论是按 Pancake 演化模式，还是按冷暗物质 (CDM) 演化模式，在 $z=5$ 时都不可能形成像类星体这样量级的天体。以最大红移的类星体 PC1247+3406 为例，其光度和天空中最亮的类星体之一 3C273 近似，但其形成年代是在宇宙年龄的 7% 时。如何解释在宇宙的如此早期形成如此大质量的活动星系的确是十分困难的。

如果确认类星体的红移是宇宙性的，类星体的本质是和其它活动星系一样的活动星系核，而且， $z=5$ 的红移极限有可能被突破，那么，就必须对目前的宇宙演化模型加以重大的修正。

7. 红移的本质及其论争

在类星体发现之前，哈勃定律没有受到过严重的挑战，所有的河外星系都很好地遵守哈勃定律。而类星体在哈勃图上的分布都弥散很大。为了构造类星体的哈勃图，目前大都采取“标准烛光”的方法，即只用类星体的某一个子集去构造哈勃图，认为它们的绝对光度相等。但是，由河外星系推出的哈勃定律是否仍然适用于类星体，无论从观测上或理论上都没有得到严格的证实。关键问题是类星体的红移本质是什么？认为类星体的红移是由多普勒效应引起的，和一般的河外星系是一样的，完全服从哈勃定律，这种观点被称为宇宙论性红移（Cosmological redshift）。认为类星体的红移不是或不完全是由于运动效应引起的，而是由于某种物理原因或内在原因引起的，这种观点被称为非宇宙论性红移（Non-cosmological redshift）或内禀性红移（Intrinsic redshift）。第3种观点是认为宇宙论性红移和非宇宙论性红移并存。不过，这种观点的实质仍然是非宇宙论性红移。

目前，世界上大多数天文学家都接受宇宙论性红移的观点。许多观测事实也支持了宇宙论性红移。但是，宇宙论性红移也遇到了困难，最大的困难是关于类星体的能量来源问题。由哈勃定律和类星体的视亮度（视星等）很容易推算出它的光度（绝对星等），进而给出类星体发出的总能量。结果表明，一颗类星体能发出几千个银河系的能量，而类星体的大小不过几个光月。如何产生如此巨大的能量，是一个严重的困难，也常被称为“能量预算”的困难。持非宇宙论性红移观点的主要人物之一，类星体专家 Arp 曾写了一本专著“类星体、红移及其论争”^[52]，详细地介绍了非宇宙论性红移的各种观测事实。

概括起来，就红移本质的两种基本观点可以列出各自如下的基本理由。

宇宙论性红移

(1) 类星体的光谱和一般活动星系的光谱没有本质的区别，尤其是像 Seyfert 星系，几乎完全类似。

(2) 有的类星体光谱中的 Ca II、Na I 和其它的金属吸收线也出现在一般星系中。

(3) L_{α} 森林被确认为是类星体和观测者之间的吸收云造成的。

(4) 在几个类星体的光谱中观测到了插入星系形成的吸收线，即类星体光谱中吸收线的红移值和插入星系的距离是一致的。

(5) 对成对的类星体观测到了属于对方的吸收线。

(6) 引力透镜效应得到了证实。一方面观测到了形成引力透镜的天体，另一方面还观测出了由引力透镜效应引起的类星体本身的复杂成像。

(7) 观测到了类星体周围的气体云，且云的距离和类星体一样，表明类星体的确是活动星系核。高分辨率的成像也显示出近距离的类星体都是有结构的，不再仅仅是一个“点像”。

(8) 没有肯定的证据证明红移是非宇宙论性的。

非宇宙论性红移

(1) 有的类星体和星系非常靠近，而彼此之间的红移相差甚大。

(2) 某些亮星系周围类星体的数密度明显高于场类星体的数密度。

(3) 亮星系本身发现存在着“特区”，这些特区的视向速度和星系本身相差甚大，个别特区甚至本身就是活动星系。例如 AM0328 - 222，其一个特区的视向速度超过星系本身 17 925km/s。

(4) 类星体和星系存在着大尺度范围内的统计上的相关性。

(5) 类星体在分布上存在着特殊的排列和成团性。

(6) “能量预算”问题。

(7) 观测上没有发现黑洞模型充分证据, 而黑洞模型是类星体唯一的理论模型.

(8) 没有肯定的证据否认红移是非宇宙论性的.

参 考 文 献

- [1] Greenstein J L, and Oke, J B TON202, A Quasi-stellar Radio Source. Pub. Astr. Soc. Pac. 1970, 82 : 898
- [2] Schmidt M, 3C273 : A Star-like Object with Large Redshift Nature, 1963, 197 : 1040.
- [3] Sandage A, The Existence of A Major New Constituent of the Universe : The Quasi-stellar Galaxies. APJ. 1965 141 : 1560
- [4] Sandage A, and Veron P. Photometric Results of A Special Survey for Interlopers. Ap. J, 1965, 142 : 412
- [5] Schmidt M, and Green R, Quasar Evolution Derived from the Palomar Bright Quasar Survey and other complete Quasar Surveys. Ap. J, 1983, 269 : 352
- [6] Warren S T et al, Quasars of Redshift $z=4.43$ and $z=4.07$ in the south Galactic Pole Field, Nature, 1987, 330; 453
- [7] Koo D C and Kron R G, QSO Counts : a Complete Survey of Stellar Objects to $B=23$. Astron. Astrophys. 1982, 105 : 107
- [8] Osmer P S and Smith M G, Discovery and Spectrophotometry of the Quasars in the -40 zone of the CTIO Curtis Schmidt Survey Ap. J. Svppl. 1980, 42 : 333.
- [9] Crampton D et al, The Space distribution of Faint Quasars from the CFAT Survey, Ap.J. 1987, 314, 129
- [10] Crampton D, Cowley A P, Hartwick FDA. Redshifts of Quasars in the CFAT/MMT Survey : Further Evidence for Isolated Groups, Ap. J, 1989, 345 : 59
- [11] Hewett, P. C. , X. T. He et al, Automated Analysis of Objective-prism spectra-I. Quasar detection. MNRAS, 1985, 213 : 971.
- [12] Foltz C B, Frederic H, Chaffee J R. et al, The APM QSO Survey :
• 568 •

- I. Initial MMT Results, *AJ.* 1987, 94 : 1423
- [13] Foltz C B et al, The Large Bright QSO Survey. I. QSOs in three Equatorial Field, *A. J.* 1989, 98 : 1959
- [14] 何香涛, 方冬萍, 无缝光谱方法的选择效应有改进吗? *天文学报*. 1987, 28 : 82
- [15] van der Bergh S, Herbst E, Fritchett. C, A Search for Faint Variable Objects. *A. J.* 1973, 78 : 375
- [16] Usher P D and Mitchell K J Variable Quasi-Stellar Objects. II. Photometry and Completeness of Faint Blue Objects in the Sandage-Luyten Survey Field $15^h 10^m$. $+24^\circ$ *Ap. J.*, 1978 : 223, 1
- [17] Sandage A and Luyten W J, On the Nature of Faint Blue Objects in High Galactic Latitudes. I. Photometry, Proper Motions, and Spectra in PAL Field $1 : 36 + 6^\circ$ and Richter Field M^3 , II. *Ap. J.*, 1967, 148 : 767
- [18] Kron R G and Chiu L T Stars with Zero Proper Motion and the Number of Faint QSOs. *PASP*, 1981, 93. 397
- [19] Koo, D. C. et al. Quasars to $B > 22.5$ in Selected Area 57 : a Catalog of Multicolor Photometry, Variability, and Astrometry. *PASP*. 98 : 285
- [20] Véron-Cetty, M. P. & Véron, P. A Catalogue of Quasars and Active Nuclei (6th Edition), Scientific Report of ESO, 1994.
- [21] Oort, J. H. , Arp, H. and de Ruiter, H. R. Evidence for the Location of Quasars in Superclusters *A. Ap.* 1981, 95 : 7
- [22] Osmer, P. S. The Three-Dimensional Distribution of Quasars in the CTIO Surveys. *Ap. J.*, 1981, 247 : 762
- [23] He, X. T. , 1991, Proceedings of the 3rd Chinese Academy of Sciences and Max-Planck Society workshop, p. 205
- [24] Anderson, N. , Kunth, D. & Sargent, W. L. W. , Quasar Clustering in Sculptor and the Véron Catalog, *A. J.* 1988, 95 : 644
- [25] Chu. Y. & Zhu, X. The Dependence of Quasar Clustering on the Type of the Quasar, *A. Ap.*, 205 : 1
- [26] Gunn J E, On the Distance of the Quasi-Stellar Objects *Ap. J. lett.*,

1971, 164 : L113

- [27] Yee H K C, & Green R F, Surveys of Fields around Quasars. IV. Luminosity of Galaxies at $z \approx 0.6$ and Preliminary Evidence for the Evolution of the Environment of Radio-Loud Quasars. *Ap. J.* 1987. 319 : 28
- [28] Boshuki and Weedman D W, Limits on the Number of Faint Quasars. *Ap. J.*, 1979, 231 : 653
- [29] Sargent W L W, and steidel, Absorption in the Wide, QSO Pair Tololo 1037-2704 and Tololo 1038-2712 : Evidence for a Specially Aligned Supercluster at $z=2$? *Ap. J.* 1987. 322 : 142
- [30] He X T. and Impey C. unpublished data
- [31] Schmidt, M. , Space Distribution and Luminosity Function of Quasi-Stellar Radio Sources. *Ap. J.*, 1968, 151 : 393
- [32] Mathez, G. , Evolution of the Luminosity Function of Quasars. A Model with Constant Density and Luminosity Evolution. *A. Ap.* 1976, 53 : 15
- [33] Mathez A, On the behaviour of QSO Space Density beyond $z=3.5$, *A, Ap.* 1982, 113, 336
- [34] Marshall et al, Analysis of Complete Quasar Samples to Obtain Parameters of Luminosity and Evolution Function, *Ap. J.* 1983, 269 : 35
- [35] Heisler, J, & Ostriker. J. P. Models of the Quasar Population, I. A New Luminosity Function. *Ap. J.*, 1988, 325 : 103
- [36] Hartwick F D Schade D. The Space Distribution of Quasars *Annu. Rev, Astron, Astrophys.* 1990. 28, 437
- [37] Schmidt M Schneider, D P Gunm. J E. Spectroscopic CCD Surveys for Quasars at Large Redshift, in *Proceedings of Workshop on Optical Survey for Quasars.* 1988. ed. Osmer.
- [38] 何香涛等, 类星体 Q1232+134 及其多重红移系统. *中国科学*, 1985, 11 : 1022
- [39] Edelson, R. A. , & Malkan, M. A. Spectral Energy Distribution of Active Galactic Nuclei between 0.1 and 100 Microns. *Ap. J.*, 1986, 308 : 59

- [40] Baldwin, J. A., The Emission-Line Regions in Quasars, in "Active Galactic Nuclei" 1979. P51
- [41] You J H et al, Čerenkov Line Radiation, *Phys. Rev*, 1986, 34 : 3015.
- [42] 刘杨, 何香涛, 类星体中的允许发射线和禁线, *天文学报*, 1989. 30 : 27
- [43] Weymann R J. The Origin of Absorption Spectra in Quasi-Stellar Objects. IAU Symposium 1980, No. 92. "Objects of High Redshift" P107
- [44] Sargent W L W et al The Distribution of Lyman-Alpha Absorption Lines in the Spectra of six QSOs : Evidence for an Intergalactic Origin, *Ap. J. Supple*, 1980, 42 : 41
- [45] Sargent W L W & Bokserberg A. The Lyman-Alpha Absorption Lines in QSO Spectra, in *Proc. 1983, 24th Liege Internat, Quasars and Gravitational Lenses*, P518
- [46] Pettini M et al. The Lyman & Forest at 6 kms^{-1} Resolution, *M. N. R. A. S.*, 1990, 246 : 545
- [47] Wampler E J et al. Redshift of OQ172, *Nature*, 1973, 243 : 336.
- [48] Osmer P S, Evidence for a Decrease in the Space Density of Quasars at $z \gtrsim 3.5$, *Ap. J.*, 1982, 253 : 28
- [49] Peterson B A, Savage A et al, PKS 2000—330 : A Quasi-Stellar Radio Source with a Redshift of 3.78, *Ap. J. Letter*, 1982, 260 : L27.
- [50] Chu Y & Zhu X F, High Redshift Quasar. I, The Evolution of Quasar Space Density *Progress in Astronomy*, 1992, 10 : 190.
- [51] Schreider D P et al, PC1247 + 3406 : An Optically Selected Quasar with a Redshift of 4.897, *A. J.*, 1991, 102 : 837
- [52] Arp H. Quasars, Redshifts and Controversies, 1987

十七、BL Lac 天体

谢光中 刘碧芳

(中国科学院云南天文台)

1. 引言

活动星系核 (AGNs) 是现代天体物理中最重要的前沿课题之一, 也是近年来非常活跃的研究领域. 活动星系核中具有独特个性的一个次型便是 BL Lac 天体. BL Lac 天体的研究内容十分丰富, 其代表性也非常突出, 意义更是十分重大, 主要体现在以下几个方面: (1) 活动十分激烈, 它们往往以几周甚至几十分钟为时标在亮度上呈现出巨大变化, 最亮时亮度为正常星系的 1 万倍. 根据亮度变化发生在几星期或几十分钟内的事实可知, 发出辐射的区域必定只有几光周或百分之几光天的大小, 而单位时间内辐射出的能量却是银河系能量的 1 万倍, 如此大的能量如何从这么小的区域内产生的问题, 已成为一大难题, 它暗示着 BL Lac 天体中大质量黑洞及吸积盘的存在. 因此, 对 BL Lac 天体辐射机制、能量转换、强 X 射线辐射等一系列问题的研究, 关系到现代天体物理中一些重大物理问题及新天体的发现, 科学意义十分重大. (2) 和类星体的其他子类不一样, BL Lac 天体是内禀性质比较突出的一个子类, 因此可以用它来作为研究类星体宇宙学含义的突破口. 然而, 在哈勃 (Hubble) 图上, BL Lac 天体的代表点也很弥散, 得不到一条相关性较好的哈勃线, 这有两种可能, 第一种是 Burbidge 提出来的, 红移是非宇宙学的观点. 第二种是我们提出来的, 这种弥散现象是朝着观测者的相对论喷流的多普勒 (Doppler) 放大效应造成的, 红移是宇宙学的, 显然, 对

这个问题的解决将有着非同寻常的意义, (3) BL Lac 天体性质独特的另一表现是 BL Lac 天体与 OVV/HPQs 不仅具有惊人的相似性, 而且在不同情况下又表现出背道而驰的性质, 因此, 从理论上弄清楚它们是属于同一子类还是具有演化关系将有着十分重要的宇宙学含义, (4) BL Lac 天体的另一特点是, 它们与 FR- I 型射电星系的内禀性质十分类似, 能否建立它们的统一模型? 此外, 它们与 FR- II 型射电星系的关系如何? 显然这些问题的解决无论对 BL Lac 天体的宇宙学含义及 BL Lac 天体本身的问题还是对解决整个类星体的问题都有着十分重大的意义.

近年来, 人们对于 BL Lac 天体, 从地面和空间的多波段观测到理论模型; 从宇宙学含义到本身的性质; 从本身的哈勃关系到统一模型都进行了大量的研究, 并取得了一系列新发现和理论突破. 然而, 仍存在许多尚未解决的问题有待人们去探索, 本文对这些观测资料和研究成果进行了综合评述, 并提出了一系列尚未定论的问题, 作为新的发展的起点.

2. BL Lac 天体的多波段观测

2.1 BL Lac 天体的搜寻

BL Lac 天体大多数是通过低频波段(如射电波段)的巡天技术得到的, 少数几个 BL Lac 天体是在 PGUVX 巡天中发现的^[1], 极少数 BL Lac 天体的后候者在 APM 类星体巡天^[2]和 CFHT 类星体巡天^[3]这样的光学巡天中出现. 物端棱镜、棱栅、透镜棱栅及多色巡天的方法将 BL Lac 天体和大量弱线白矮星和亚矮星混淆, 光学偏振和光变是 BL Lac 天体的重要特性, 但除 BL Lac 天体本身在内的极少数最初发现的对象外, 即使采用了新的光学偏振和光度测光的巡天方法, 仍没有发现一个新的 BL Lac 天体^[4], 而通过高频 X 射线巡天, 新发现的 BL Lac 天体的总数比过去 10 年从其他巡天技术中得到的还要多, 可见 X 射线探测是寻找 BL Lac 天体的一种新的有效方法.

既然射电和 X 射线巡天是搜寻 BL Lac 天体的两种主要途径, 如何从众多的射电源或 X 射线源中筛选出具有严格定义的 BL Lac 天体呢? 下面我们给出常用判据:

1. 射电选 BL Lac 天体的判据

在 1Jy 射电源中证认 BL Lac 天体, Stickel 等^[5]采用如下判据:

(1) 厘米波段射电谱为平谱或倒转谱, 谱指数 $\alpha(11\sim6\text{cm}) \leq 0.5$.

(2) 在巡天观测底片上, 射电源的光学体应亮于 20^m .

(3) 光学谱无发射线或发射线很弱 (最强发射线的静止等值宽度应小于 5\AA).

2. X 射线选 BL Lac 天体的判据^[6]

(1) 在探测器 (IPC) 上必须是 X 射线点源.

(2) 光学谱:

a) 发射线等值宽度应小于 5\AA .

b) 如果存在由寄主星系星光产生的 Ca & K “break”, 那么其 “Contrast” 必须小于 25% 以保证一个丰富的无特征非热连续谱的存在.

到目前为止, 利用射电和 X 射线巡天技术发现的 BL Lac 天体, 其数目虽然远比类星体少, 但作为研究样品也相当可观. 在广泛搜集资料的基础上, 我们给出了目前较为完整的 BL Lac 天体表^[7], 表中对象共 182 个, 其中射电选 (RBLs) 112 个, X 射线选 (XBLs) 70 个, 随着观测技术的不断改进, 尤其是高灵敏度 X 射线卫星的发射, BL Lac 天体的数目会迅速增加.

2.2 BL Lac 天体的观测特征及理论分析

1. 辐射谱

随着 Einstein、IUE、IRAS 观测卫星的出现, 对于 BL Lac 天体全波段 ($10^8\sim10^{18}\text{Hz}$) 的研究已成为可能. 详尽的多波段观测资料表明, BL Lac 天体的光谱流分布是典型的非热谱, 各波段流

可用幂律形式 $F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$ 表示，从射电到紫外，流量逐渐减少，各波段很光滑地衔接起来，甚至可用一条光滑抛物线来拟合如图 17.1. 尽管如此，各波段谱仍有各自独立的特点及丰富的内容。

(1) 射电辐射谱

平或倒转谱是 BL Lac 天体射电谱的一个基本特征，倒转通常发生在 3mm 处，这种现象发生的原因是同步自吸收的多源叠加。众所周知，由同步辐射机制所产生的辐射谱，在低频端会出现自吸收，低频自吸收转折频率的谱是 $F_{\nu} \propto \nu^{1/2}$ 的反转谱。由于非均匀源各部分的这种反转谱的相互叠加，因而在射电波段出现平谱。

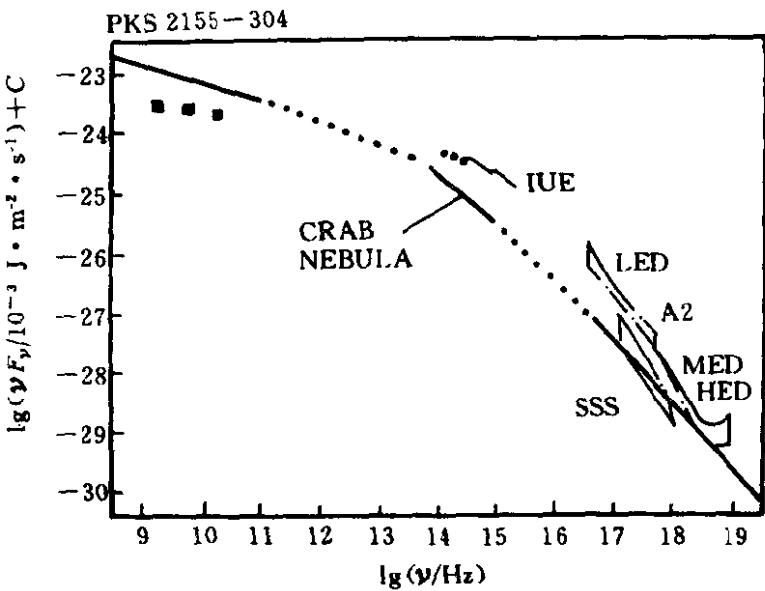


图 17.1 PKS2155-304 的宽波段谱，包括非同时性的射电、红外、光学、紫外和 X 射线谱。作为比较，图中同时给出了蟹状星云的同步辐射谱，只是强度缩小了 1 000 倍（Urry. C. M. 1988）图中“CRAB NEBULA”表示蟹状星云谱

“IUE”为国际紫外卫星观测结果

“A2. LED. MED. HED”是高能天文台 1 号 A-2 实验中的低、中、高能探测器观测结果

“SSS”为爱因斯坦天文台的固态光谱仪探测结果

BL Lac 天体的射电辐射不仅是平谱，而且是强射电源。早期

的 BL Lac 天体大多数是通过射电巡天得到的, 是平谱高度变化的射电源, 其射电核非常致密, 在 0.1 毫角秒的 VLBI 尺度上经常是不可分辨的. 因此, 强致密射电辐射是 BL Lac 天体的基本特征之一. 到目前为止, 即使是通过 X 射线巡天发现的对象也探测到了射电辐射, 虽然 X 射线选的 BL Lac 天体的射电辐射流比射电选的相对弱些, 但都比射电宁静的类星体 (QSOs) 强, 比射电星系和 Seyfert 星系高一至二个量级, 人们寻找射电宁静的类星体的 BL Lac 天体至今没有成功^{[8][9]}, 另一方面, Moore^[10]发现在活动星系核中高偏振与致密射电辐射之间存在着极好的相关性, 这说明以偏振为独特特征的 BL Lac 天体应是射电噪的. 所以, 我们有理由相信, 射电宁静的 BL Lac 天体是不存在的. BL Lac 天体是强射电源.

同为活动星系核的类星体、BL Lac 天体, 为什么前者明确地区分为射电噪和射电宁静两种次型, 而后者却无此特性呢? 这种现象的产生决非偶然, 它一定与天体本身的结构、内部核活动及周围环境的性质直接有关. 这其中一个主要因素可能是寄主星系的特性.

(2) 红外、光学、紫外辐射谱

早些时候, 人们认为 BL Lac 天体的光学到近红外流用一个幂律谱就可以较好地拟合, 不能拟合的常常是那些被星云物质包围的星系核谱, 这种星系成分在光谱中表现为隆起的光学包. 假设星系星光的贡献是一个典型的椭圆星系谱^[11], 就可把这部分流从观测谱中分离出来. 可是即便如此, 大部分源的剩余谱仍然无法用单一幂律谱拟合, 许多样品在红外和光学之间出现了尖锐的变陡甚至中断^{[12][13][14]}, 至今没有观测到星系成分的 BL Lac 天体本身也出现这种中断. 显然, 这种红外到光学之间谱的尖锐变化是与周围星系成分无关的一种谱特征. 引起这种现象的可能原因有两个, 一是尘埃吸收或吸积盘热辐射, 一是源内注入机制的不同, 前者已经被排除, 因为尘埃的吸收往往导致连续谱的畸变而

不是矫正, 而吸积盘的热辐射峰值如果在红外, 其吸积率不足以补偿辐射损失, 如果在紫外, 则盘的红外辐射流远小于观测值. 因此, 这种红外光学谱形只可能是辐射源内不同时期具有不同的注入机制所致.

相对于光学辐射来说, 紫外辐射很少受到星光的污染, 因而有利于确定这个区域的热成分与非热成分的关系. 统计资料表明, BL Lac 天体, 包括具有相同连续谱性质的 OVV_s、HPQ_s, 其光学指数与紫外谱指数在误差范围内大致相同^{[12][13][15]}, 因此可以认为, 光学波段的物理过程对紫外仍然适应. 与 QSOs 不同的是, QSOs 的红外光学辐射谱很陡, 而达到紫外时, 谱大大变平即存在 3 000 Å 的蓝包, 通常解释为盘的热辐射叠加在非热谱上. BL Lac 天体没有蓝包, 可能原因是热辐射温度较高, “蓝包”移到高频而无法被人们观测到了. 所以, 紫外谱的研究对于探索 BL Lac 天体的内部辐射条件也有着较重要的意义.

(3) X 射线谱

长期以来, BL Lac 天体的 X 射线谱通常被描述成单一的幂律谱, 并简单地成为射电-紫外的外延. 实际上, 低能部分与几个 keV 的谱指数 α 是不一样的, 双幂律谱部分比单一幂律谱能更好地与观测数据吻合^{[16][17]}. 不仅如此, 双幂律谱还有两种情况, 即与低能软 X 射线谱相比, BL Lac 天体的高能硬 X 射线谱会出现变陡或变平, 有的 X 射线流量在低能谱的外延线以上, 即所谓的凹面谱^[18], 有的则在外延线以下——凸面谱, 有的甚至可用单一幂律谱表示, 由于变化, 两种谱形有时会在同一对象中出现^{[19][20]}. Barr^[21]等对 EXOSAT 中等分辨率的 X 射线谱 (2~6 keV) 进行分析后发现, 大部分 BL Lac 天体是凸面形谱, 其中 7 个较亮的对象可以用单一谱指数描述. 可能是观测频道较窄, EXOSAT 没有发现任何高能尾. Einstein 天文台的 IPC 谱^[22] (0.2~4.0 keV) 也可用幂律谱拟合, 平均谱指数为 $\alpha=1.1$, 比较 MPC 的结果 (1.2~10 keV) 发现, X 射线谱在 1~3 keV 逐渐变陡, $\Delta\alpha\approx 0.5$, 同时 MPC

的数据表明,在高于 8keV 的频段不存在高能平尾 (PKS2155—304 除外). 另一方面, HEAO-1 几次实验却发现, 低于 5keV 的软成分, $\alpha \sim 1.5$, 高于 5keV 的硬成分 $\alpha < 0.5$, 这是典型的凹面谱, 而且, 在较亮的 BL Lac 天体中, 都有高能平尾 ($\nu > 10\text{keV}$), EXOSAT 实验中没有探测到高能尾的原因正是由于频道窄 ($< 10\text{keV}$), 极限频率灵敏度低. BL Lac 天体 X 射线辐射谱的复杂性还在于高能平尾总是伴随着亮源出现, 由于源的变化, 谱随强度的增加而变平^{[23][24]}.

如何解释这些谱行为呢? 软 X 射线谱是紫外谱的外延, 因而一般解释为相对论喷流的同步辐射^[25], 而 Wandel 和 Urry^[26]用吸积盘模型拟合了 PKS2155—304 的软 X 射线谱, 但这仍是一种有争议的模型. 对于高能 X 射线谱, 陡谱有两种解释: 一是部分电离介质对硬 X 射线流的吸收使之变陡^[18], 另一种则认为这是由于同步损耗而变陡^[21]; 对于高能平谱, 原则上可用逆康普顿辐射来解释. 然而, 由于涉及的波段范围宽 (从射电到硬 X), 各波段又有其特殊性, 尤其是硬 X 射线常伴有比软 X 射线谱幅度更大、时标更短的变化, 因而从射电到高能 X 射线谱很难用同一模型拟合, 因此 Melia 和 Konigl^[27]针对硬 X 射线谱提出了另一种机制; 硬 X 射线谱来自喷流与吸积盘辐射的逆康普顿过程 (在这个过程中喷流的洛伦兹因子减速, 因而又称为减速模型), 该模型较好地拟合了 PKS2155—304 的高能 X 辐射谱, 这样, 如果 BL Lac 天体中的“蓝包”被观测到的话 (实际上 IZW187 已观测到了弱蓝包^[28]), 那么, 它将与硬 X 辐射强烈相关. 这种模型还可以很自然地解释 BL Lac 天体的其他两个重要特性: 高能 X 辐射变化及射电选与 X 选表现的不同观测特征.

2. 光变

大家知道, 光变时标可以决定辐射区域的大小、能量转换率及辐射机制, 因此, 它是一个很重要的物理量. 但 BL Lac 天体的光变时标没有周期性, 因而难以靠大望远镜得到, 而要靠中小型

望远镜的长期监测，目前世界上能坚持的小组仅有 3 个，所以被探测到的短的光变时标很少。

一般来说，从低频到高频，BL Lac 天体的光变时标逐渐缩短，光变幅度则逐渐增大，射电是月的量级；光学则是天到星期的量级，从 80 年代开始，云南天文台谢光中组对 30 多个 BL Lac 天体的光学变化进行了长期的监测^{[29][30][31][32]}，发现 14 个 BL Lac 天体在小时量级内变化大于 0.5^m ，这大概是世界上最有成效的小组；X 辐射的变化更为剧烈，尤其是硬 X 辐射流^{[16][33][34]}，如 H0323+022 在 30s 内变化了好几倍^{[35][36]}，如何解释如此短的剧烈变化将是一个非常重要也非常困难的问题。另外，部分对象的光学变化与射电变化是强烈成协的^[37]。

BL Lac 天体光变的第二个特性是同一频段同时出现长短两种光变时标。例如：OJ287 的光学光变^[38]，短期约 1d，而长期则与其射电变化时标相当，约为 1 年，X 射线辐射则往往是在几年内无大幅度变化，而小幅度变化却频繁发生^[39]。这种短时标变化叠加在长周期上的变化，可能存在着更复杂的原因。

BL Lac 天体光变的第三个特征是强度与谱形同时变化，PKS2155-304, Mrk421 等对象的高能 X 辐射比低能 X 辐射部分更大，随着强度的增加，谱变平了^[23]，而且高能尾总是出现在 X 光度很大的 BL Lac 天体中^{[18][22]}；在光学波段，谢光中等^[40]也发现了类似的流谱变化，对象变亮时也变蓝了。

BL Lac 天体的短时标光变之所以如此重要，是因为它能给出对象的许多参量^[41]：(1) 辐射区域的上限 $\Delta R \leq c\Delta t$ ；(2) 天体质量的上限 $\frac{M}{M_0} \leq 1.62 \times 10^4 \Delta t$ ，(3) 吸积物质转化成辐射能量的效率 $\eta \geq 5.0 \times 10^{-43} \frac{\Delta L}{\Delta t}$ ，这些参量对于研究 BL Lac 天体的内禀特性、模型及中心是否存在大质量黑洞有着十分重要的作用。

鉴于 BL Lac 天体的光变时标很短，在不同时期内利用不同的观测手段所取得的多波段观测资料，不能代表天体同一时期内

的特征，给研究统一模型带来很多的困难。因此，对同一对象进行同时性多波段联测已成为十分必要的事情，只有联测的资料方能反映出 BL Lac 天体多波段谱的真实面貌，给辐射机制和模型的研究提供可靠的基础和限制。

3. 谱与强度的关系

在长期监测的基础上发现，在光学波段部分 BL Lac 天体的谱随亮度的增加而变平了，在 X 射线波段，谱指数与强度的关系也被广泛地注意到了，并且源变亮时谱也变平了，高能平尾总是出现在亮的 X 源中，这也许正是源处于变化期中的峰值状态。这种谱的性质在 BL Lac 天体中是比较普遍的，也是区别于其他类型的天体的特殊性质。与这种变化相反，源变亮时谱变陡的现象在其他活动星系核中发现。

这种谱随强度变化的现象被解释成黑洞吸积盘中的热气体与软光子产生的逆康普顿散射所致^{[42][43]}，Lawrence 等^[44]讨论了两种谱变化的逆康普顿散射模型：

(1) 温度恒定模型，假设热气体有恒定的温度，软光子源的波动将驱动 X 辐射的变化，因而出现的硬 X 射线都比软 X 射线经历了更多次散射。

(2) 软光子恒定模型，假设软光子的局部密度是恒定的，X 辐射变化是由热气体温度变化引起的。如果热气体是不断重复形成（如通过激波）并通过康普顿散射迅速冷却，就可产生温度的连续变化从而引起谱的变化^[45]。

另外，Ghisellini^[46]考虑了一个简单的均匀同步辐射模型，该模型产生观测上的 X 射线辐射而无低频辐射（高能电子有低频截断），连续注入的电子通过同步自康普顿过程产生 X 射线谱，注入电子的能谱变化将引起辐射谱的变化。

4. 偏振

众所周知，高偏振是 blazars 所有观测特征中最为独特的特性。

通常来说, BL Lac 天体的射电偏振相对低些, 3cm 流量的偏振小于 10%^[47], 射电偏振的特点之一是偏振度与核主导系数(即核辐射流与扩展辐射流之比)存在着一定的相关性, 核相对辐射越弱, 偏振就越低, 特点之二是偏振度与位置角相关, 当偏振位置角与 VLBI 喷流结构角相差较小时, 偏振度就高, 也就是说, 高偏振往往发生在 VLBI 结构轴方向.^{[48][49]}

和射电偏振一样, 光学偏振也与射电核主导系数强烈相关, 对于 $\log R \geq 1.25$, $\tau \leq 1$ 的对象, 75% 有强光学偏振^[50], 事实上, 射电与光学特性是强相关的, 探测到高光学偏振的概率是射电源致密度的函数, 高偏振天体总是射电致密的. 光学偏振的另一特征是 X 射线选和射电选 BL Lac 天体的差异. 相对于射电选的 BL Lac 天体来说, X 选的光学偏振要弱一些(前者大约为 30%, 后者大约为 10%); 同时, $F_{6\text{cm}}/F_X$ 与偏振度弱相关, X 射线相对流量越大, 偏振度越低, 一般认为, 同步源的偏振特性被一个与 X 射线有关但无偏振的成分削弱了^[51], 由于 X 射线的偏振资料尚少, 因而无法检验这种看法的正确性.

光学偏振的第三个特性是偏振度随波长的增加而减少^{[51][52]}, UBVRI 的同时性观测发现, Mrk421, Mrk501, 3C371 等对象的光学偏振从 U 到 I 逐渐降低, 而 0109+224 等天体对只出现瞬时的偏振依赖于频率, 并往往发生在其速变时期. 一般认为, 单一同步源的偏振度与频率无关, 随频率变化的偏振往往来自其他源成分对同步成分的歪曲^[53]. 削弱同步成分偏振的主要因素通常是热辐射: 寄主星系的星光、近红外星光、远红外尘埃、吸积盘热辐射^[54], 或者是其他同步源; 由于它们的辐射频率不一样, 从而造成了偏振对频率的依赖关系. 然而, 短时标的偏振变化不可能用上面几种因素来解释, 因此, Valtaoja^[52]提出了一种能复制出各种光谱形与偏振的模型——双源模型: 激波+喷流. 激波的变化比喷流更快, 其谱更平, 偏振更高, 由于激波的产生, 流量与偏振度的增加开始在紫外最大, 然后, 激波的能量随时间迅速消耗,

激波谱迅速变陡，最后红外才会有最大的流和偏振过剩。结合激波与喷流的同步特性，我们不仅能解释偏振在短时期内随频率的变化，而且还能成功地解释与射电爆发有关的各种变化特性。

从上面的分波段偏振讨论中可以看出，BL Lac 天体的偏振度与射电致密度及波长密切相关，不仅如此，偏振与 BL Lac 天体的其他特性也存在着一定的相关性：

第一是偏振度与偏振位置角的强烈变化，有时比流量变化更为剧烈。几个小时的偏振变化很常见且没有规律。甚至对于单个源，其偏振变化的类型也很不确定。例如 OJ287，在证认后大约一年的时期内，其偏振位置角变化很大，自 1972 年以来，其偏振度尽管很高，可位置角几乎不变^[55]。利用已知的数据可把 BL Lac 天体偏振位置角的变化分为两种类型^[56]：a) 比较远的极其亮的对象没有确定的位置角，如 AO0235+164，b) 比较近的、较暗的对象有比较确定的位置角范围，如 3C66A。这两类位置角变化的差异可能反映出喷流方向与视线夹角的不同。

第二个特性是不仅偏振度随波长的变化而变化，而且位置角也随波长而变化。

BL Lac 天体偏振与其他特性的相关性表现在：(a) 高偏振总是伴随着大幅度光学变化，几乎所有表现出大幅度变化的天体都是高偏振的。(b) 高偏振源总是具有简单的幂律谱形，其光学谱一般比有发射线的 QSOs 陡。(c) 超光速运动与光学偏振相关，超光速源中 70% 在光学波段具有有偏振的 blazar 特征^[57]。(d) 高偏振天体总是强射电源，射电谱是平谱，射电宁静的 QSOs 总是弱偏振的 ($<3\%$)。

在了解活动星系核的行为中，不同波长的偏振和流量的测量能提供有价值的信息。对于 BL Lac 天体而言，偏振更为重要。因为在光谱中同步辐射通常把其他可能的辐射成分的效应掩盖了。现在发现的偏振与频率的相关性则揭示 BL Lac 天体中存在着同步辐射以外的成分。同时，偏振还能给出有关磁场的信息。

5. 射电结构与超光速运动

从射电形态来看, 活动星系核的辐射主要来自两部分: 致密辐射与延展辐射. 角度大于角秒, 即源尺度为 kpc 量级的为延展区, 这部分通常由 VLA 等低分辨率仪器便可探测; 角度小于角秒, 大多数是毫角秒量级, 即 pc 线度区域为致密区, 包括致密核和致密喷流, 这部分由 VLBI 探测.

BL Lac 天体的射电辐射主要来自致密区^[58], 但部分对象仍具有延展结构. Stickel^[49]对 43 个射电选 BL Lac 天体的射电结构进行了分析, 大约 1/3 的天体有很近的伴星和很弱的延展结构. 它们可能是与 BL Lac 天体成协的星系, 大约有 40% 的天体有清晰的、空间结构微弱可辨的延展喷流, 这些延展结构的辐射一般占总能量的 35% 左右. 致密区常有多层结构, 因而谱是多源叠加形成的平谱, 而延展区则是陡谱.

从射电形态的对称程度上看, BL Lac 天体往往不同于陡谱类星体, 陡谱类星体常常为双瓣结构 (流比率 $< 2:1$), 而 BL Lac 天体则多是单瓣非对称结构^[60]. 除了大尺度喷流, BL Lac 天体的致密喷流也被观测到了, 几乎所有的致密喷流都是单边的 (似乎产生于光学亮核深处)^[61-65]. 那些观测到单边大尺度喷流的天体, 其致密喷流也在大尺度喷流的同一边, 这可以解释为相对论效应; 而那些单边致密喷流和双边大尺度喷流共存的天体则只可能是大尺度喷流, 是非相对论的, 而致密喷流是相对论的, 并瞄准观测者而来, 当然, 如果内禀辐射是对称的话. 然而, 大尺度非相对论喷流与小尺度相对论喷流并存的现象使相对论喷流遇到了一个困难, 即如果大尺度喷流的能量是由致密喷流提供的话, 那么, 在二者的相接处, 物质流被大大减速, 从而由相对论变成非相对论的, 这要求大量的运动能量在这小区域内消耗掉, 即使能找到某种消耗机制, 在该处应看到大量的辐射, 而观测结果往往在这里呈现出减少的射电辐射.

大尺度的射电辐射形态强烈说明喷流的非相对论运动, 如果

喷流是以稍超声速的非相对论等离子体为主导，那么，环绕喷流的湍流边界层将会提供粒子加速、磁场放大以及从远处传输富金属气体。因此，有人认为^[66]，对于 BL Lac 天体来说，非相对论喷流模型也是可以存在的。

尽管如此，相对论喷流不仅从模型功能方面具有优越性，而且已有 4 个 BL Lac 天体观测到了确定的超光速运动，它们是 0735+178，0212+735，OJ287 和 BL Lac 本身，还有 4 个对象，分别为 0454+84，0716+71，1749+70，2007+77，如果它们的红移超过 0.3，则也是超光速运动的^[67]。

对于超光速运动现象，有几种可能的解释：^{[68][69][70]}（1）非宇宙学红移。如果天体的实际距离比哈勃定律给出的要近得多，那么视速度是不可能超光速的。（2）引力透镜。引力透镜既能放大流量又能放大视运动，但是要产生观测到的超光速源图象，引力透镜模型是有困难的。（3）Screen 或 Light-house 模型。一个固定或运动的 Screen 受到一个稳定源的照射或刺激而辐射，如果有合适的几何结构。那么很容易得到被照射部分的视超光速运动。（4）相对论喷流模型。辐射等离子体使沿喷流方向做整体相对论运动，喷流轴方向与观测者视线很靠近而形成视超光速现象，这是一个被人们普遍接受的模型。

6. 发射线问题

经典 BL Lac 天体是无线谱或有很弱的 O III ($\lambda 5007 \text{ \AA}$) 宽发射线谱，一般认为这是缺乏发射线气体或缺乏电离光子。众所周知，活动星系核的主要能量来源于中心核，在那里黑洞吞食盘中物质，把引力能转化为电磁辐射，周围气体吸积这一辐射，然后通过自身的辐射包括线辐射来退激，如果周围缺乏发射线气体或中心核的电磁辐射能太低不足以使周围气体电离，则不产生发射线。针对后一种情况，Guilbert^[71]等提出了一个两相气体模型：如果中心核的 X 辐射很强，那么，大量周围气体被加热，形成冷热两种气泡（两相气体），其中冷气泡是宽发射线区，于是观测上出

现了宽发射线谱；而对于那些 X 射线谱很陡的 BL Lac 天体，X 辐射强度不足以激发气体形成两相，这时看不到发射线谱，Seyfert 星系和类星体都有软 X 射线辐射过剩，因而出现强发射线谱。

随着观测技术的发展，足够高信噪比的光学分光已经探测到大多数 BL Lac 天体弱而窄的发射线，甚至在连续谱处于低能状态时也探测到了强而宽的发射线。越来越多的观测表明，真正没有发射线或吸收线的 BL Lac 天体是罕见的。但是，BL Lac 天体的线谱强度，无论是与连续谱的相对强度还是绝对强度相比，都是很弱的，O III 线的平均线谱强度比 QSOs 至少低 10 倍，与射电或 Seyfert 星系的线强度相当甚至更小^[59]，Mg II ($\lambda 2798 \text{ \AA}$) 线的分布也类似于 O III 线。因此，认为 BL Lac 天体的发射线是由于喷流对连续谱的放大而被掩盖的设想是不科学的，它即便能勉强解释射电选 BL Lac 天体，也无法解释相对论放大效应较弱的 X 选 BL Lac 天体。引力透镜效应也同样存在着线谱绝对强度差异的问题，一种可能的解释是 BL Lac 天体的发射线气体是内禀弱的，可能是由于缺乏电离气体或电离光子。

从统计上分析，blazars 的发射线具有下列特性：(1) 射电辐射强度与发射线强度是强相关的，Angle & Stockman^[56]分析了 11 个红移小于 0.1 的 blazars，其中 5 个没有探测到发射线，它们的射电辐射最弱，其余 6 个有发射线且射电辐射较强，因此，似乎发射线越强其射电辐射也越强。(2) 发射线与射电谱性质有关，有发射线的射电谱是低频陡谱，而无发射线的则为平谱，这几乎适应于所有的 blazars。(3) 发射线天体趋向于有相对稳定的射电偏振与流量。(4) 发射线 blazars 的 X 射线辐射较弱，而无发射线的对象有强 X 射线流，这正好与射电流和发射线关系相反。blazars 的发射线这几个统计上的相关性说明，BL Lac 天体特性越突出的对象，其发射线强度越弱，可见，BL Lac 天体无发射线或发射线弱特征是与观测技术无关的。

7. BL Lac 天体与 OVVs/HPQs 之间的差异

(1) 光学紫外谱比较：许多 OVV 表现出光学紫外过剩，尤其是当 OVV 处于低能状态时，这种过剩较显著，而 BL Lac 天体无论处于什么情况下很少表现出光学紫外过剩^[72]（但值得注意的是，BL Lac 天体 B2 1308+326 在很弱时却表现出了微弱的光学紫外过剩。因此，它可能是 BL Lac 和 OVV 的中间型天体）。

OVVs 的光学紫外过剩与 Seyfert 星系及低偏振类星体的蓝包非常相似，这表明除了非热辐射外还存在着一个或几个其它辐射成分——热辐射成分，这些热辐射在高能态时被非热辐射所掩盖，只能在低能状态时才能表现出来。

值得重视的是至今没有 BL Lac 天体存在蓝包的证据。Moles 等^[73]发现 17 个 BL Lac 天体的光学紫外谱在所有观测时间都可用幂律谱很好地拟合，并得到 IUE 的 UV 数据的进一步证认^[13]，尽管 Brown 等^[72]的观测表明在极少数情况下，当 BL Lac 天体处于低能状态时出现光学紫外过剩，但这种过剩是极其微弱的。

蓝包可能是 Balmer 连续辐射和温度为 20 000~30 000K 的吸积盘的热辐射^[74]，也可能是次级电子的同步辐射（次级电子是由致密边界气体中的相对论质子的非弹性碰撞的粒子偶产生的）^[75]，通常认为最可能的是吸积盘的热辐射。那么，BL Lac 天体为什么不存在蓝包呢？也许是因为盘温太高以致于热辐射峰值移到 X 波段了，可是标准盘拟合光学紫外过剩谱或 X 射线谱仍存在一定的困难；或者是相对论喷流对非热谱的放大使热辐射无论在高态或低态都不显示出来。因此，对 BL Lac 天体紫外辐射的研究有助于弄清它的内禀辐射机制。单从观测上来看，类星体有很强的蓝包，OVVs 的蓝包较弱，而 BL Lac 天体几乎不出现蓝包，因此，OVVs 可能是 QSOs 向 BL Lac 天体演化的过渡型天体，BL Lac 天体代表着活动星系核从 QSOs 开始演化的最后状态。

(2) 光变的比较，尽管激烈光变是 OVVs/HPQs 与 BL Lac 天体的共同特征，但是，观测表明，OVVs/HPQs 的光变激烈程度比 BL Lac 天体小，即不仅光变时标比 BL Lac 天体长，而且光

变幅度也相对小些，这种差异随频率的增加而变大。对这种现象的一般解释是 OVV s/HPQs 除了非热同步辐射外，还存在不变化或变化慢的其他辐射成分，通常是热辐射。

在近红外谱形与近红外流量的相关方面，BL Lac 天体有很强的相关性，当源变弱时谱变陡，反之亦然^[76]，而 OVV s 则表现出较复杂的行为；通常不存在近红外谱形与流量之间明显的相关性，有时却表现出与 BL Lac 天体相反的行为，即源变弱时谱反而变平了。

BL Lac 天体的光学紫外谱及近红外光变特性说明它们从射电到紫外辐射完全以同步辐射为主，OVV s/HPQs 与之的差异则说明它们的近红外到紫外辐射存在着下列成分的叠加：(a) 激烈变化的同步致密成分，(b) 一个不变化或变化很慢的近红外成分，(c) 其它的不变化或变化的光学紫外成分。

(3) 偏振特征的比较：众所周知，OVV s/HPQs 与 BL Lac 天体的共同特征之一是有高偏振特征，且偏振是激烈变化的，并且已经发现 blazars 的光学偏振与频率的相关性，然而，也正是光学偏振与频率的相关性行为的不同，导致了二者偏振变化的不同起源。

UBVRI 的同时性观测表明，BL Lac 天体的单色偏振度通常是随波长的减小而增加，其解释为激波与喷流的双源叠加，激波的偏振变化导致了 BL Lac 天体的偏振随波长的减小而增加这一特征，而 HPQs 的偏振却是随波长的增加而增加，因而无法用激波来解释了，Wills^[77]假设 HPQs 的红外到紫外谱由两部分迭加而成：一个陡的 (α 为 1.5~2) 同步光学谱和两个宁静的非偏振类星体光学谱（非偏振平谱大蓝包和 3 μ m 包），宁静类星体谱 $\alpha \sim 0.5$ 且偏振度小于 1%，所以，一个 BL Lac 型同步谱叠加到一个宁静类星体谱上，将导致短波处大蓝包对同步偏振的稀释。对于几个具有 $P(\lambda)$ 信息的高偏振宽发射线类星体， $P(\lambda)$ 确实向短波减小，而对于具有较纯同步谱的 BL Lac 天体，这种模型是不适应

的. 这又一次证明了 HPQs 有不同于 BL Lac 天体的热辐射的存在.

(4) 发射线的比较: BL Lac 天体与 OVV/HPQs 的显著差别之一是光学发射线强度的差异. OVV/HPQs 通常具有类似于类星体的宽而强的发射线, 而经典的 BL Lac 天体是没有发射线或只有弱而窄的发射线. 产生这种现象的原因在上述“发射线问题”一节已做过讨论.

(5) BL Lac 天体和 OVV/HPQs 在哈勃图上表现的明显差异及其意义详见下节“BL Lac 天体的宇宙学含义”.

3. BL Lac 天体的宇宙学含义

大家知道, 红移和视星等关系是宇宙大爆炸理论的核心问题, 它不仅决定了宇宙的结构与演化, 也关系到类星体和 BL Lac 天体红移的本质. 按照标准宇宙学模型, 我们有^[78]:

$$m_v - M_v = 25 - 5 \log H_0 (\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}) \\ + 5 \log cz (\text{km} \cdot \text{s}^{-1}) + 1.086 (1 - q_0) z$$

其中 m_v 和 M_v 分别为视星等和绝对星等, z 为红移.

一群天体, 如果它们具有相同的物理性质和绝对星等, 按照上述关系它们的红移和视星等之间应该具有很好的统计关系. 按照这一物理思想, 我们讨论了 BL Lac 天体的哈勃图、统一模型及与其它类星体的关系.

3.1 BL Lac 天体的哈勃图

自从 BL Lac 天体被发现以来, 观测和理论方面都做了不少工作, 但其红移的本质问题仍未得到解决. 对于 BL Lac 天体的哈勃图, Burbidge & Hewitt^[79]已做了较深入的研究, 由于 BL Lac 天体迅速而强烈的光变, 他们把观测到的最暗视星等作为统计工作中的视星等. 可是, 和类星体一样, BL Lac 天体的红移和最暗视星等之间没有较好的相关性, 其哈勃图的弥散性也很大, 相关系数仅为 0.510.

经过理论分析,我们提出了一个大胆的想法,既然 BL Lac 天体是具有强相对论喷流效应的次型,其喷流方向又指向观测者,因而观测到的流量由于相对论效应而被放大了 $\delta^{3+\alpha}$, 因此,要使视星等与红移相关性能反映出 BL Lac 天体的内禀属性,就必须对这类对象的视星等进行多普勒修正.

由于观测上很难确定 β 和 θ , 因此尽管国际上已有了许多估算 δ 的公式,但不同公式所得到的 δ 可差一个量级以上,所以,找出一个精确估算 δ 的公式便成了本问题的关键. 1991 年,我们巧妙地解决了这一难题,幸运地得到了一个估算多普勒因子的公式^[80]:

$$\delta \geq [\eta_{\text{ob}}/\eta_{\text{in}}]^{\frac{1}{4+\alpha}} \quad (1)$$

其中 η 为吸积物质转换成能量的效率.

1979 年, Fabian 和 Rees^[97] 证明了 η 和光度变化 ΔL 及光变时标 Δt_{min} 满足如下关系:

$$\eta \geq 5.0 \times 10^{-43} \Delta L / \Delta t_{\text{min}} \quad (2)$$

这样,利用光度变化的观测值 ΔL_{ob} 及相应的光变时标 $\Delta t_{\text{min,ob}}$, 我们就能够估算 η_{ob} , 而光学谱指数可用光学谱得到,如果我们能再确定出 η_{in} , 那么 δ 值就可由 (1) 式得到了. 大家知道,核反应的能量转换效率为 0.007, 纯吸积的能量转换效率小于 0.1, 因此,我们有 $0.007 < \eta_{\text{in}} < 0.1$, 这个范围相当窄,其中值约为 0.05, 因此,在 $\eta_{\text{ob}} > 0.1$ 的情况下,我们可以比较合理地利用 η_{in} 的中值来估算 δ 值,相反,在 $\eta_{\text{ob}} < 0.1$ 情况下,不需要相对论聚束效应,所以 $\delta=1$, 即不必进行相对论修正. 最后,修正后的视星等为:

$$m_{\text{V}}^{\text{corr}} = m_{\text{V}}^{\text{ob}} + 2.5 \times (3+\alpha) \log \delta \quad (3)$$

应用这种相对论修正方法,我们对 Burbidge & Hewitt 所做统计的 33 个 BL Lac 天体进行修正,修正后的哈勃关系十分令人满意,其相关系数 $\gamma=0.899$ ^[80], 随后,又把样品扩充到 39 个,相关系数 $\gamma=0.861$ ^[81]. 这个结果具有深刻的含义是: BL Lac 天体的红移是

宇宙学的.

值得指出的是,我们所取的 η 的中值 0.05 恰恰等于厚吸积盘的能量转换系数 0.057^[82], 这种一致性充分说明了我们所取的 η 不是一个简单的数学中值, 而是具有深刻意义的物理量. 反过来说, 这种选取的成功对厚吸积盘模型也是一个重大支持.

近年来, X 射线探测已发展为发现新 BL Lac 天体强有力的手段. X 射线选 BL Lac 天体总数增长很快^[83], 具有红移值的 BL Lac 天体总数已达 75 个. 观测表明, 与射电选 BL Lac 天体不同, X 射线选 BL Lac 天体喷流的方向是随机的, 因而多普勒修正对它们来讲并不那么重要. 基于上述观测事实及物理思想, 为了检验 X 射线选与射电选 BL Lac 天体是否属于同一类天体, 我们特将 43 个 X 射线选置于我们的射电选 BL Lac 天体经修正后的哈勃图上发现^[84], 它们与射电选的 BL Lac 天体满足相同的哈勃关系, 相关系数 $\gamma = 0.864$ (参见图 17.2), 这一结果证明, X 射线选 BL Lac 天体和射电选 BL Lac 天体是属于同一类天体, BL Lac 天体的红移的确是宇宙学的.

3.2 BL Lac 天体与 FR-I 型射电星系的关系

1989 年, Brown^[85]提出, BL Lac 天体是喷流正对着观测者的 FR-I 型射电星系, BL Lac 天体的母体就是低光度的 FR-I 型射电星系; 而 OVV/HPQs 的母体是高光度的 FR-II 型射电星系.

支持 BL Lac 天体和 FR-I 型射电星系统一的观测证据有^[85]:

(1) 在 BL Lac 天体周围探测到的延展射电辐射的尺度、形状和光度与投影的 FR-I 型射电星系一致;

(2) 对于延展的射电辐射光度, BL Lac 天体的寄主星系的光学星等与 Bologna B₂ 巡天的 FR-I 型射电星系匹配^[86];

(3) BL Lac 天体的发射线强度与 FR-I 型射电星系的延展射电光度和 O III ($\lambda 5007 \text{ \AA}$) 光度的相关性相拟合^[87];

(4) BL Lac 天体的红移分布与 FR-I 型射电星系的红移分布

非常类似.

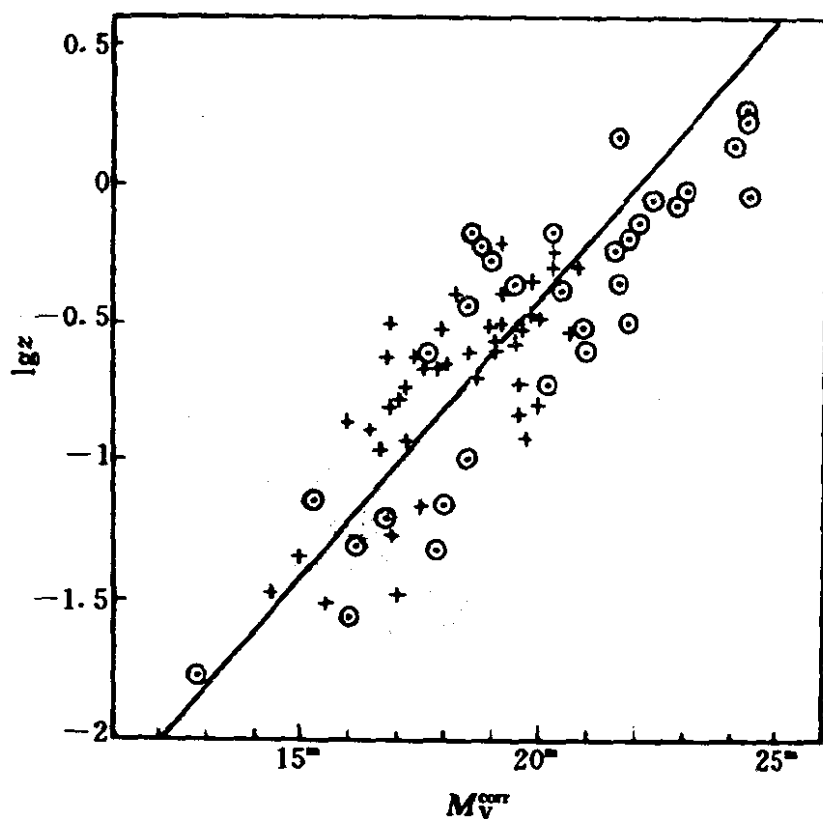


图 17.2 32 个射电选 (⊙) 与 43 个 X 射线选 (+) BL Lac 天体哈勃图

一个有生命力的统一模型的先决条件是母体的统计特征应当是自洽的. 在这方面, Padovani, Stickel, Urry 等^{[88][89][90]}对 BL Lac 天体和 FR-I 型射电星系的关系进行了详细的研究. 他们分别从 X 射线、光学和射电三个波段对 BL Lac 天体 (聚束) 和 FR-I 型射电星系的光度函数和计数进行分析 and 比较, 他们的结果进一步强有力地证明了 FR-I 型射电星系是 BL Lac 天体的母体.

基于同类天体应满足相同的哈勃关系这一物理思想, 为了检验 BL Lac 天体和 FR-I 型射电星系是否属于同类天体, 我们将 27 个 FR-I 型射电星系加到 75 个其视星等已做修正的 BL Lac 天体的哈勃图上发现^[91], 它们几乎都处于 BL Lac 天体斜率为 5 的哈勃线上 (参见图 17.3), 102 个样品的相关系数竟达到了 0.913. 为什么 BL Lac 天体加 FR-I 型射电星系后, 样品数目增

大了，相关系数反而提高了呢？我们认为，它的物理含义是十分深刻的。首先，它表明 BL Lac 天体和 FR-I 型射电星系的确是同一类天体；第二，BL Lac 天体是喷流朝着观测者的 FR-I 型射电星系，FR-I 型射电星系是 BL Lac 天体的母体。

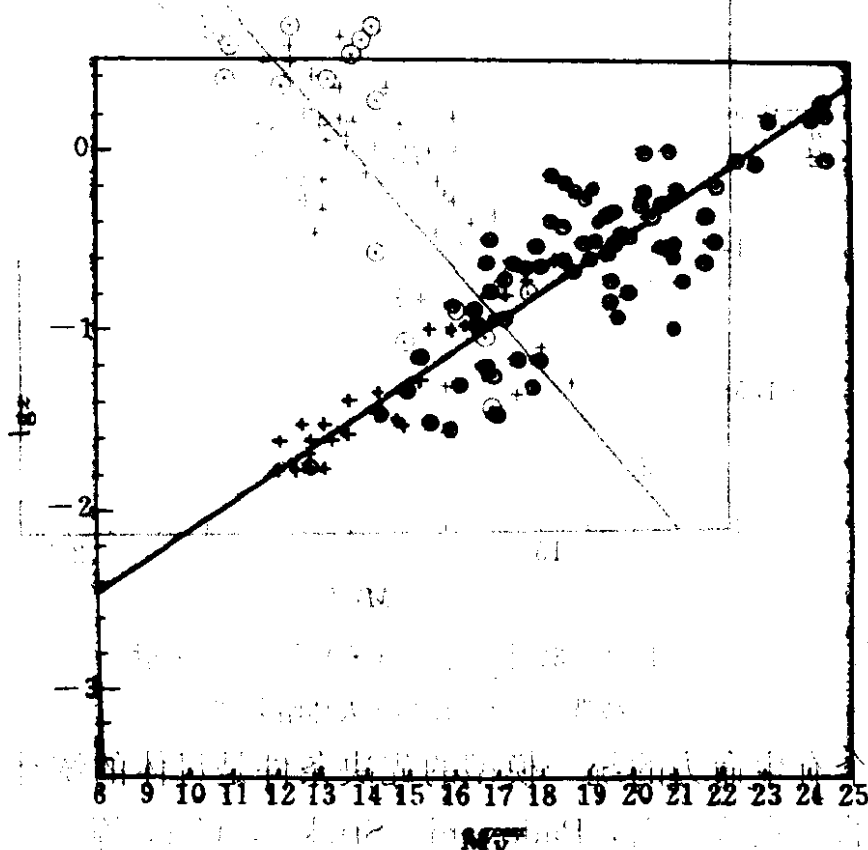


图 17.3 27 个 FR-I 型射电星系 (+) 与 75 个 BL Lac 天体 (O) 的哈勃图

3.3 BL Lac 天体与 OVVs 的关系

从第 2 节的讨论中，我们知道 BL Lac 天体和 OVVs 之间存在着许多差异。在哈勃图上，它们是否也表现出不同的特性呢？按照标准大爆炸理论，如果 BL Lac 天体和 OVVs 属于同一类天体，它们应该满足共同的哈勃关系。为此，我们特将 37 个已有的 OVVs 置于视星等已作修正的 BL Lac 天体哈勃图上，我们发现所有的 OVV 都处于 BL Lac 天体哈勃线之上约 3 个星等^[4]。因此，观测和理论上都证明了 BL Lac 天体和 OVVs 是内禀性质不同的

两类天体.

3.4 BL Lac 天体与 FR- I 型、FR- II 型射电星系的统一关系

1989 年, Barthel^[92] 建议类星体的统一模型应当扩展到包括高光度射电星系 (FR- I 型射电星系), 其基本思想是所有高光度射电源都具有宽发射线和强的连续谱辐射, 但这些特征只是在射电轴和视线夹角小于 60° 时才可见到, 对于 $\theta > 60^\circ$, 一些“屏蔽圆环”掩藏了这些成份, 只留下一个窄发射线天体, 从而被分类为一个射电星系, 而且对于射电星系和类星体对 (相同红移和延展射电辐射光度) 而言, 类星体的 $O\text{ III}$ ($\lambda 5007\text{ \AA}$) 光度通常为射电星系的 5~10 倍^[93], 这个结果表明来自类星体中心部分的光的吸收/发射必须扩展到窄线区 ($\sim 100\text{pc}$), 因此, 高光度射电星系 (FR- I) 可能与类星体 (包括 OVV s) 是统一的.

但是, FR- I 型和 FR- II 型射电星系的区别并不十分清楚, 仔细分析后我们不难发现, FR- I 型射电星系以其光学形态还可分为两个子类, 一个子类是真正的星系, 我们把它称之为 FR- I 型射电星系 (FR- I G), 另一个子类的光学形态是类星体, 我们称之为 FR- I 型类星体 (FR- I Q). 如果我们把所有 48 个 FR- I G 型射电星系置于 BL Lac 天体与 FR- I 型射电星系共同的哈勃图上 (参见图 17.4), 我们惊奇地发现^[91], 它们与 BL Lac 天体和 FR- I 型射电星系的哈勃线十分吻合, 150 个样品 (BL Lac + FR- I + FR- I G) 的相关系数高达 $r = 0.915$. 更令人惊奇的是, FR- I Q 却与 OVV 类星体有很好的哈勃关系. 因此, FR- I G 射电星系与 BL Lac 天体、FR- I 型射电星系可以建立统一模型, 而 FR- I Q 可与 OVV s 建立统一模型. 1991 年, Vagnetti 等^[94]指出: “观测上的分类并不能给出一个完整的答案”, 上述的讨论证实了这一观点.

4. BL Lac 天体的理论模型

BL Lac 天体的内容如此丰富, 其代表性又那么突出, 那么研究 BL Lac 天体的辐射机制, 则显得尤为重要.

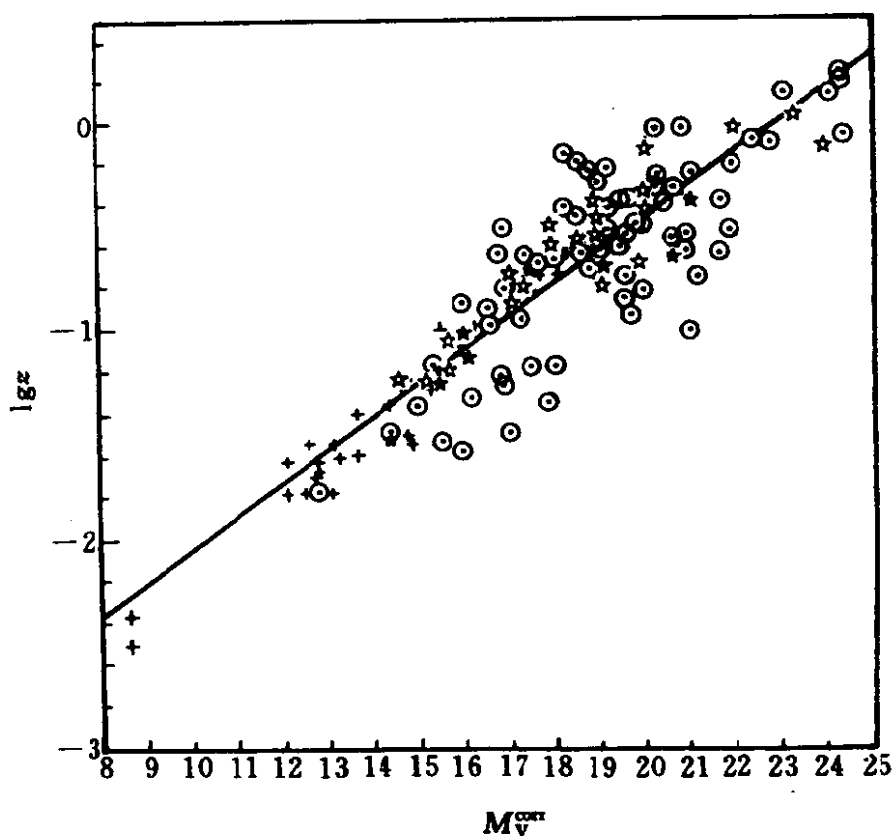


图 17.4 27 个 FR-I 型射电星系 (+)、48 个 FR-I 型射电星系 (☆) 与 75 个 BL Lac 天体 (⊙) 的哈勃图

4.1 三种基本模型

1. 黑洞吸积模型

关于天体物理中的能源问题, 19 世纪的物理学家认为引力是唯一的能源, 到了 20 世纪, 人们又找到了一条更有效的释能途径——核反应. 尽管其能量转换系数达到 0.007, 可仍然无法解决宇宙中亮天体的能源问题, 随着天文科学的发展, 活动星系核等一系列致密天体的高能量辐射率迫使人们去寻找更有效的释能途径, 吸积便是其中的一种.

简单地说, 吸积是由中心致密天体通过万有引力把远处的物质“拉”过来, 被吸积的物质在运动过程中通过粘滞产热不断地辐射能量, 吸积能 ΔE_{acc} 与中心天体的质量 M 及半径 R_* 的关系为: $\Delta E_{\text{acc}} = \frac{GMm}{R_*}$, m 是被吸积的物质质量. 释能率主要取决于中

心天体的致密度 $\frac{M}{R}$. 对于 Kerr 黑洞, 吸积能释放率高达 0.4, 平均来说, 吸积产生的能量转换率 η 约为 0.1, 因此, 黑洞吸积很可能是 BL Lac 天体的能源.

吸积的模式有三种: 球对称吸积、薄盘吸积和厚盘吸积. 三种模型都是以流体力学为基础, 根据质量守恒、能量动量守恒及物态方程, 结合各自的几何特征及假设建立起一套完备方程组, 从而得到三种模型各自的结论. 描述吸积的自由参量是质量 M 、半径 R 和吸积率 \dot{M} , 由此可表征吸积的物理情况如温度 T 、密度 ρ 和辐射光度 $L = \eta \dot{M} c^2$.

标准薄盘理论是以流体力学为基础, 只是附加了粘滞假设及盘的几何形态限制 ($h/R \leq 1$, 这里 h 是盘厚, R 是盘半径). 考虑到盘的转动, 薄盘的最大光度 L_{\max} 为

$$L_{\max} = L_{\text{Edd 盘}} + L_{\text{Edd}} \sin \theta \ln \frac{r_{\text{out}}}{r_{\text{in}}} \quad (1)$$

其中 $L_{\text{Edd}} = 1.26 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}}$ 是中心黑洞的 Eddington 光度^[95], $L_{\text{Edd 盘}} = 1.26 \times 10^{38} \frac{M_{\text{盘}}}{M_{\odot}}$ 是盘的 Eddington 光度, θ 是盘表面及盘赤道面的夹角, r_{in} 、 r_{out} 分别是盘的内、外半径. 从 (1) 式中可以看出, 辐射是否超 Eddington 极限, 主要取决于 $\sin \theta$ 与 $r_{\text{out}}/r_{\text{in}}$ 的值, 对于薄盘, θ 通常很小, 若取 $\sin \theta = 0.01$, 则要求 $r_{\text{out}}/r_{\text{in}} = 3 \times 10^{43}$ 才可能超 Eddington, 这几乎是不可能的, 故此, 薄盘吸积辐射是不超 Eddington 光度的.

厚盘的不同在于它的几何形状, 由于 θ 可达到一定的值, 从 (1) 式中可以看出辐射光度是比较容易实现超 Eddington 的.

1984 年, Blandford^[96] 提出了巨型黑洞 + 参数的吸积模型, 其中参数有两个, 质量 M 和吸积率 \dot{M} , 吸积率通常以 \dot{M}_{Edd} 为单位: $\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} \propto \dot{M}/M$, 它可以区分几种不同的吸积模型:

$$\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} \leq 0.01 \quad \text{离子压厚盘}$$

$0.01 < \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} < 1$	标准薄盘
$1 < \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} < 100$	辐射压厚盘
$\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} > 100$	吸积不能进行, 需考虑喷流模型

不仅吸积盘光度有一定的极限, 吸积盘的能量转换系数 η 也必须满足 $\eta \leq 0.1$, 超过这个极限, 就必须考虑喷流模型. 我们可以利用观测到的光变时标和光变幅度来衡量这个参数, 进而判别吸积盘模型是否合适^[41].

吸积盘的辐射谱, 如果是光学厚的话, 则是典型的黑体谱:

$$F_{\nu} = \frac{16hsini}{3c^2D^2} \left(\frac{3GMM}{3\pi\sigma} \right)^{2/3} \left(\frac{h}{k} \right)^{-\frac{8}{3}} \nu^{1/3} \int_{x_{\text{in}}}^{x_{\text{out}}} \frac{x^{5/3}}{e^x - 1} dx$$

其中 $x = h\nu/kT$, i 是盘面与视线的夹角. 盘辐射谱可用图 17.5 表示.

吸积盘能较好地解释 BL Lac 天体的能源问题, 无论它以何种机制辐射出来. 从谱的角度来看, Wandel & Urry 利用吸积盘模型拟合了 PKS2155-304 的紫外至软 X 射线谱, 实际上, X 射线选 BL Lac 天体也显示出了吸积盘辐射的证据(见后). 吸积盘谱还能较好地拟合 QSOs 的蓝包, 尽管 BL Lac 天体没有蓝包, 然而高质量的同时性观测表明 BL Lac 天体的谱并不象同步自康普顿谱那样光滑, 也存在着或多或少的热成份, 没有发现蓝包的 BL Lac 天体可能是由于其盘温度太高而移到远紫外了. 事实上, PKS2155-304 的 X 射线谱很象 LMC X-3 的软 X 射线的高态(后者是一个很好的黑洞候选者), 间接说明了黑洞吸积的存在. 另外, 我们利用吸积盘的 S 形有限循环, 成功地解释了 BL Lac 天体 ON231 的短时标爆发^[98].

吸积盘能成功地解释 BL Lac 天体的许多问题, 但是, BL Lac 天体的连续谱是由非热谱主导, 因此, 同步自康普顿辐射是其主要辐射机制, 再考虑到 BL Lac 天体的高光度, 因而必须把吸积盘和相对论喷流结合起来, 前者提供能源, 并产生一定强度的热辐射, 后者通过同步自康普顿过程产生光滑的非热谱, 并具有一定

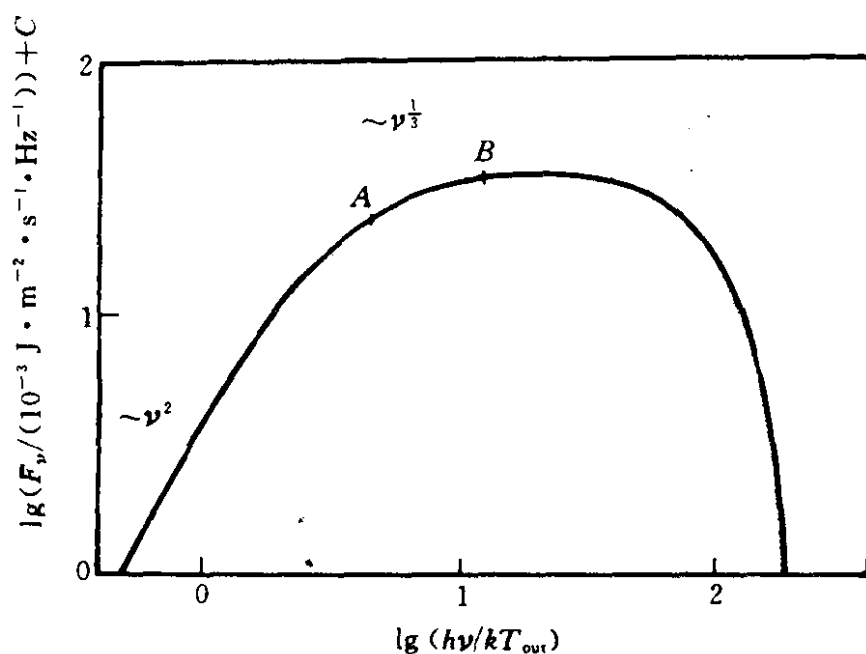


图 17.5

的相对论观测效应.

2. 同步自康普顿模型.

同步辐射是相对论电子在磁场中受洛伦兹力作用加速运动时产生的一种辐射, 康普顿辐射则是低能光子在与相对论电子的碰撞过程中获得能量所产生的高能光子, 在同一源中, 同步光子是逆康普顿过程中低频光子的来源. 这就构成了一个同步自康普顿过程.

同步辐射的谱在电子幂律分布的前提下是幂律谱. 由于吸收系数也与频率成幂律关系并且随频率的下降更快地增加, 因此, 在低频端必须考虑自吸收, 形成倒转谱, 而在高频端, 由于同步损耗不可忽略, 损耗使高频电子谱变陡, 从而造成辐射谱随之变化 ($\alpha \rightarrow \alpha' = \alpha + 0.5$).

同步光子在传播过程中不可避免地相对论电子发生碰撞, 产生高频同步自康普顿辐射, 理论计算证明, 自康普顿谱与同步辐射谱的谱指数相同, 只是频率在同步光子基础上提高了 γ^2 倍

(γ 为洛伦兹因子).

因此, 同步自康普顿辐射在考虑到低频自吸收和高频损耗以及更高频的自康普顿辐射情况下, 能成功地复制出 BL Lac 天体的宽波段谱形 (见图 17.6).

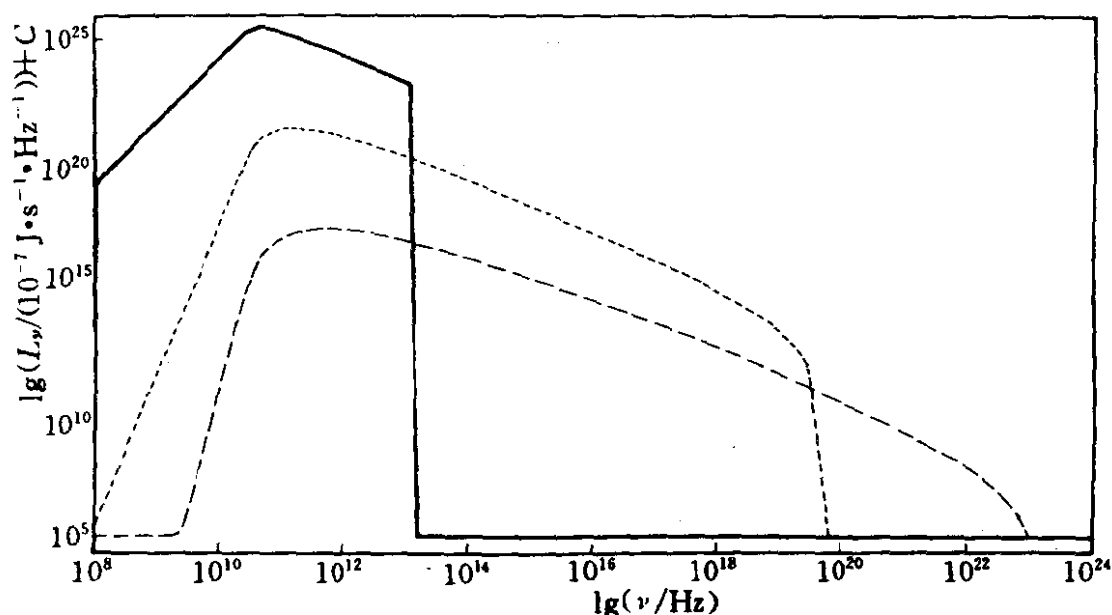


图 17.6 均匀源的标准同步自康普顿辐射谱. 其中磁场为 $5 \times 10^{-4} \text{T}$, 电子为 $n_e dr = 4 \times 10^6 r^{-3} dr$, $1 \leq r < 10^3$, 球半径 $r = 2 \times 10^{14} \text{cm}$,

实线为同步辐射谱, 小点线是一次散射谱, 大点线是二次散射谱

同步辐射的另一个特征是辐射的偏振化, 而且偏振角还有摆动, 这就较自然地解释了 BL Lac 天体的高偏振及偏振角变化.

当然, 对 BL Lac 天体, 同步自康普顿机制也存在着一些困难, 其中最典型的是亮温度与康普顿灾难问题. 所以简单的同步自康普顿模型需要加工成更复杂的模型, 其中最重要的就是喷流模型.

3. 喷流模型

喷流模型的主要特征是由于各向异性喷流的整体相对论运动, 使得观测值 (如流量) 不同于内禀值, 观测值与内禀值的差

异强烈地依赖于观测者视线相对于喷流的方向，因此，观测值是各向异性的。简单地说，相对论喷流具有如下观测效应：

设喷流离开母体的速度为 β ，喷流方向与观测者视线夹角为 θ ，下标 ob 代表观测值，下标 in 代表内禀值，则有：

$$\Delta t_{\text{ob}} = \delta^{-1} \Delta t_{\text{in}}$$

$$\nu_{\text{ob}} = \delta \nu_{\text{in}}$$

$$\beta_{\text{ob}} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}$$

$$S_{\nu, \text{ob}} = S_{\nu, \text{in}} \delta^{3+\alpha}$$

$$L_{\text{ob}} = \delta^4 L_{\text{in}}$$

$$\eta_{\text{ob}} = \delta^5 \eta_{\text{in}}$$

其中 $\delta = \Gamma^{-1} (1 - \beta \cos \theta)^{-1}$ ， $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ 。如果 $\delta > 1$ ，除时间外上述所有观测量都被放大，反之，观测量则被缩小，若考虑母体红移，需把各式中的 δ 换成 $\frac{\delta}{H_z}$ 。

当 β 一定时， δ 在 $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ 内随角度的增大而减少

$$\theta = 0, \delta = \delta_{\text{max}} = \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right)^{\frac{1}{2}} > 1$$

$$\theta = \frac{\pi}{2}, \delta < 1$$

$$\theta = \pi, \delta < 1$$

当 $\cos \theta$ 一定时，则在 $\beta = \cos \theta$ 时， $\delta = \delta_{\text{max}} = \Gamma \geq 1$ 。至此，我们可以解释 BL Lac 天体的许多特征：

第一，视超光速现象。当 $\frac{\sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} > 1$ 时，速度被放大了，对于一个位于 $\theta \sim \frac{1}{\Gamma}$ 角度内的观测者，速度放大了 Γ 倍，因此，尽管内禀速度是不超光速的，但只要喷流的速度足够大而方位角又小到 $\theta \sim \frac{1}{\Gamma}$ ，可能使观测值超光速，即视超光速。

第二，流量变化了 $\delta^{3+\alpha}$ 倍，这能解释单、双边喷流。这是因为： δ 在 $\beta = |\cos\theta|$ 时达到极值， $\cos\theta > 0$ ， δ 为极大值； $\cos\theta < 0$ ， δ 为极小值，换句话说，在喷流前进方向 $\theta \sim \Gamma^{-1}$ 的范围内观测到的流达到极大值，被提高 $\delta^{3+\alpha}$ 倍；而在喷流向后的方向流被减小。如果我们认为喷流本质上是双边对称的话，那么，当观测者位于 $\theta \sim \Gamma^{-1}$ 的角度内时，双边喷流的观测效应是很亮的单边喷流。观测证明，大多数单边喷流是相当亮的，而双边喷流却相对暗些，后者是因为没有相对论观测效应。从统计上讲，观测到单边喷流的概率是很小的，但由于观测手段对流量的限制，因而单边喷流更频繁地出现。

第三，观测上常常出现的高光度（超 Eddington）及高能量转换系数（ $\eta \geq 0.1$ ），也可从喷流放大效应中找出答案。

第四，康普顿灾难和亮温度问题也同样可得到解决： $T_{\max, \text{ob}} = \delta T_{\max, \text{in}}$ 。同时，偏振角的摆动也能计算出来。

4.2 可能的统一模型.

从上节的讨论中可以看出，吸积盘虽只能解释 BL Lac 天体的 UV 及软 X 射线谱，但却能有效地释放能量，产生一定比例的辐射能，而同步自康普顿模型则能较好地解释 BL Lac 天体的宽波段谱及偏振现象，喷流在与吸积盘不矛盾的情况下，则可解释 BL Lac 天体的高光度及超光速运动现象。因此，三者有效地结合起来，其基本结构是：中心黑洞周围形成吸积盘，高度成束的物质沿厚盘的对称轴方向高速喷出（喷流），喷流中的同步自康普顿过程产生非热谱（见图 17.7）。由此，我们可以很自然地解释 BL Lac 天体的主要观测特征：非热谱、高光度、偏振等。然而，BL Lac 天体的另外两个主要观测特征即光变和无发射线又如何解释呢？众所周知，后者主要与周围环境有关，与“中心发动机”的关系比起光变来并不十分重要，因此，我们必须从这种统一模型中，寻找光变的原因。

总结前面关于光变的特性可知：BL Lac 天体的光变迅速而强

烈，强度与谱形相关，X 射线变化则有着更复杂的行为。为解释 BL Lac 天体的这些光变特征，在 Ghisellini, Maraschi & Treves 等^[99]所发展的稳定的非均匀模型的框架下，Celotti, Maraschi & Treves^[100]讨论了沿相对论喷流传播的扰动产生的谱的演化情况，假设此扰动以恒定的速度沿喷流传播，并引起磁场和相对论粒子密度的恒定增加，由此可解释 BL Lac 天体的 X 射线随谱强度的增加而变平及 UV X 波段光变幅度随频率增加而变大的观测现象。另外，喷流在前进过程中与稠密气体云碰撞或喷流近核处的表面不稳定性扰动都可能产生激波对。激波不仅可以解决电子寿命问题，同时还可以对 BL Lac 天体的光变做出合理的解释。在小角和极端相对论情况下：

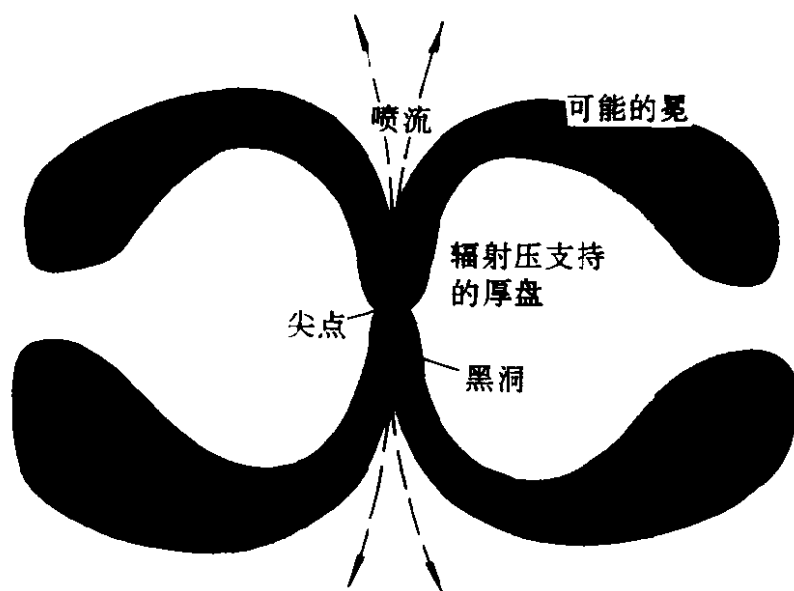


图 17.7 喷流与吸积盘的统一模型示意图

$$\delta \ln S_{\text{ob}} = \delta \ln S_{\text{in}} + \frac{3 + \alpha}{1 + \Gamma^2 \theta^2} [(1 - \Gamma^2 \theta^2) \delta \ln \Gamma - 2 \Gamma^2 \theta \delta \theta]$$

δ 表示微分。可见，内禀流 S_{in} 、洛伦兹因子 Γ 及轨道角 θ 的变化都可能引起观测流的变化。由此可知，喷流的任何外界扰动都有可能引起 BL Lac 天体的光变。

另一方面，光变也可能由模型内部机制引起，如相对论电子连续注入率的变化，吸积盘不稳定性所形成的 S 形循环所导致的吸积率变化及附加的变化成份。对于谱与强度相关这一现象的可能原因，请参看第 2 节中的有关讨论。

大家知道，喷流中的同步自康普顿过程能解释 BL Lac 天体的大部分特征，因此是 BL Lac 天体的主要辐射机制。然而，简单的非热辐射并不能包罗万象，需要用热辐射成份来补充和完善，这主要有以下几个方面的原因：

1. 越来越多的高精度观测表明 BL Lac 天体的宽波段谱趋向于复杂化，尤其是 X 辐射，需要双成分或多成份来解释，这在宽波段谱分析中已作过详细的讨论。

2. X 射线选 BL Lac 天体与射电选 BL Lac 天体的差异。Treves 等^{[12][13][15]}对 blazars 光谱的统计分析发现，X 射线选 blazars 和射电选 blazars 具有的平均 X 辐射流是同一量级，而射电、光学、紫外，尤其是射电光度，X 射线选的平均光度要低得多，综合他们的其他特性可得到如下结论：两种选的 BL Lac 天体本质上是一样的，二者都有喷流，其射电光学辐射在喷流中产生，当喷流瞄准观测者时，射电光学流被放大，因而表现为射电选 BL Lac 天体；反之，当喷流和观测者方向不一致时，射电、光学没有相对论放大效应，表现为 X 射线选 BL Lac 天体，X 光度产生在内区，因而是准各向同性的。基于这种思想，我们分别对射电选和 X 射线选的射电、光学、X 光度做相关性分析发现^[105]，射电选 BL Lac 天体三波段光度是相关的，而 X 射线选对象则只有射电与光学光度相关，更进一步地，我们对射电选对象做相对论修正，修正后的相关性更好，由此进一步说明了 BL Lac 天体的射电光学辐射是从喷流中发出的，而 X 辐射则有两部分：各向同性的热辐射及喷流中的自康普顿辐射，热成份在 X 波段是不可忽略的。

针对 BL Lac 天体的 X 射线谱及它与低频谱的不同，Ghisellini & Maraschi^[101]提出了加速模型，而 Melia & Konigl^[27]则提出了

喷流的减速模型. 尽管这两种模型的辐射机制具体不同, 但都证明了 X 射线选和射电选 BL Lac 天体的从射电到 X 射线谱的不同是由于观测角的不同. 由于 BL Lac 天体的光学流量的变化是随观测角的增加从聚束的同步辐射为主过渡到以吸积盘辐射为主, 所以 X 射线选 BL Lac 天体的光学辐射也可能以吸积盘辐射为主. Wamdel&Urry^{[26][102]}用吸积盘模型成功地拟合了 PKS2155-304 谱就是一个例证, 尽管 BL Lac 天体的紫外和软 X 射线区没有出现大蓝包, 但值得注意的是由于厚盘最内热区的自隐藏, 随着观测角的增加, 观测到的紫外辐射强度将减少^[103]. 因此, 如果 X 射线选对象是在相当大的观测角被观测到的话, 那么, 它们的蓝包应当减小^[103].

另外, X 射线选 BL Lac 天体的光学偏振比射电选的要低, 因此, X 射线选对象可以很自然地解释为吸积盘大气的电子散射^[104], 具体地讲就是 X 射线选 BL Lac 天体的光学偏振来自几何厚吸积盘所形成的漏斗壁对光子的多次散射, 由此可产生约 10% 的光学偏振, 这是完全不同于射电选对象的同步自康普顿起源.

3. 部分 BL Lac 天体的准周期短时标光变, 可用吸积盘的 S 型有限循环来解释^[98], 当吸积盘处于高态时, 吸积率较大, 光度增强. 而当盘处于低态时, 吸积率减少, 光度变弱. 由于盘的不稳定性, 使之在低态与高态之间循环往复, 因而在观测上出现准周期短时标光变. 由此可知, 盘辐射在喷流效应较弱的对象中是很重要的.

所以, 我们认为, BL Lac 天体的“中心发动机”是由黑洞+吸积盘+喷流所构成, 盘和喷流各自的辐射及相互作用辐射共同形成 BL Lac 天体的辐射谱及其他观测特征. 故此, 我们认为, 研究 BL Lac 天体的模型, 相对论喷流中的非热辐射和盘的热辐射是必须考虑的. 盘和喷流是相互依赖、相互作用、不可分割的整体. 对喷流效应强的 BL Lac 天体, 必须先扣除多普勒放大才能研究它的辐射性质. 值得指出的是, 过去的定量模型都是建立在某

一波段观测的基础上，而统一模型仅处于定性阶段。为了建立定量的统一模型，必须仔细地定量地分析各波段的辐射规律和关系，任何统一模型必须从这些规律出发，否则必然有它的局限性，从而失去了它的真实性。究竟有哪些规律可遵守？我们认为，主要有如下两个方面：

1. BL Lac 天体多波段辐射流量的统计规律^[105]，主要结论如[105]中的表 2 所示，它表明：(1) 对于 X 射线选的 BL Lac 天体，射电流量与 X 射线流量弱相关，而射电流量与光学流量强相关，这一关系与 Maccagni 等人的结果类似。(2) 对于射电选的 BL Lac 天体，射电与 X 射线的观测流量弱相关，而它们的 Doppler 修正之后的内禀流量也弱相关，只不过更弱些，以上两点表明，同步自康普顿辐射可能是 BL Lac 天体的重要辐射机制，而 X 辐射可能由两部分组成，占主导地位的是核内的各向同性辐射，其机制与射电、光学不同，可能是由黑洞的吸积所产生，而辐射的次要部分则由喷流中的射电、光学光子经逆康普顿过程所产生。此外，射电选 BL Lac 天体的射电流量与光学流量的相关性表明，喷流的加速机制是正确的。

2. X 射线选和射电选 BL Lac 天体的各波段平均光度及双色图。观测和哈勃图都表明：X 射线选 BL Lac 与射电选 BL Lac 是同一类天体，只不过 X 射线选对象不象射电选对象那样喷流瞄准观测者，而是有比较宽的 θ 角范围，因此，其相对论效应不如射电选 BL Lac 天体重要，另一方面还表明了喷流速度沿喷流轴线向外增加，而辐射谱却向低频移动的加速模型的正确性。

在多波段谱指数 α_{ν} - $\alpha_{\nu'}$ 平面图上，XBLs 和 RBLs 明显地分布在两个不同区域，即所谓双峰结构^[106]。有人认为，这种双峰结构可能是由于巡天的选择效应的结果，我们认为，另一个重要原因可能是由于喷流速度沿喷流轴线向外增加而辐射谱却向低频移动的结果。

4.3 探讨性模型

任何一种理论都不可能是完美无缺的，尤其是针对 BL Lac 天体的复杂性，统一模型仍存在着一定的困难。于是，许多科学家试图撇开传统的辐射模型去寻找更有意义的理论模型，尽管它们并不一定象统一模型那么完善，但却有着它们各自的优越性及探讨意义。下面介绍几种探讨性质的模型。

1. 等离子体的相干辐射模型^{[107][108]}

(1) 基本假设：喷流是从核发出的非相对论性等离子体，在核附近的喷流内，等离子体携带着与喷流轴向一致的磁场；在低速等离子体和磁场结构上叠加着高度成束的相对论性电子流，并沿喷流方向向外射出；低速等离子体主导着整个喷流的力学性质和磁场，并给扩展源提供物质和能量；在近核区，喷流和相对论性电子相互渗透，产生不稳定性。

(2) 基本辐射原理：内区相对论性电子束与朗缪尔波相互作用产生的辐射和外区长波不稳定性引起的辐射。在近核区，相对论性电子和喷流等离子体相互作用产生静电波——朗缪尔波湍流，运动的相对论性电子束穿过朗缪尔波时，朗缪尔波起到了变化电场的作用，引起相对论性电子束发生共振，因而辐射电磁波，由于电子束运动接近电磁波传播速度即光速，在非相对论性等离子体的坐标系看来，电磁波辐射的频率随辐射方位变化，沿着电子束运动方向，辐射频率因多普勒效应提高了。

(3) 模型对一些现象的解释。该模型不仅能解释 BL Lac 天体的辐射谱，而且能很自然地解释 BL Lac 天体的流量变化、偏振度的方向性。对于同步自康普顿模型中出现的亮温度问题、辐射能源及寿命问题也能做出合理的解释。同时，对射电喷流中出现的光度沟 (Luminosity gap) 问题也做出了很自然的解释。因此，这是一种有探讨价值而不同于同步机制的喷流模型。

2. 引力透镜模型

根据 BL Lac 天体和 OVV 类星体之间的某些相似性，Ostrik-er 等^{[109][110]}首次提出了 BL Lac 天体的微引力透镜模型。由于 BL

Lac 天体的光变时标很短，因而具有较小的角径 $\Delta\theta$ ，在这种情况下，一颗普通恒星如果正好位于观测者与观测对象（OVV 天体）之间，当恒星尺度 $\Delta\theta' = \sqrt{(GM_*/c^2) / \left(\frac{c}{H_0}\right)}$ 大于被观测对象的角径 $\Delta\theta$ 时，光子受恒星引力作用其轨道发生弯曲，这颗恒星就相当于透镜，这时观测对象被放大，亦即 BL Lac 天体实际上是较近 ($z < 0.2$) 的椭圆星系中的恒星对遥远的 ($z > 1$) OVV 类星体所成的微引力透镜像。

恒星的微引力透镜首先可以解释 BL Lac 天体的高光度、快速光变、高偏振和弱发射线特征。OVVs 通常有正常类星体的红移但有强而迅速的光变，即辐射源角度较小，因此，沿视线方向的普通恒星能够聚焦和大大放大连续谱高能辐射，而发射线区较大因此没有放大效应，所以线的相对强度较小。快速光变是 OVV 的内禀特征，与引力透镜无关。因此，可以假定，位于较近星系中的 BL Lac 天体相当大一部分实际上并不是位于较近的星系中，只是该星系恒星的微引力透镜效应对 OVV 所形成的虚像。

第二，微引力透镜可以解释 BL Lac 天体的红移分布。大部分 BL Lac 天体的红移很小 ($z < 0.1$)，因此，即使宇宙在 $z < 0.1$ 的范围内是局部均匀的，同时考虑到星等随距离的变化，我们也应该看到比实际观测到的更多的 $z > 0.1$ 的 BL Lac 天体。微引力透镜模型能解释这种非均匀的原因：很大一部分很近的 BL Lac 天体并非真的很近，它们的小红移实际上是较近的星系红移而非真实红移。

第三，微引力透镜模型还可以解释诸如 PKS0537-441 一类天体的发射线红移远远大于它们的寄主椭圆星系的红移，如果微引力透镜模型正确的话，那么，发射线红移远远大于其相应的星系红移的对象可以为之提供直接的证据。

第四，微引力透镜也许可以解释不同类型的平谱类星体之间的转换。对于一个光学热辐射大于非热辐射的致密射电源，如果

微引力透镜把致密非热谱放大到可以与热光学辐射谱相比拟的程度,那么它可能成为一个高偏振类星体,如果放大倍数更大,使得非热辐射谱超过热辐射谱,这个对象就是 BL Lac 天体状态.^{[110][111]}

微引力透镜模型不同于 BL Lac 天体的其他模型,在于如果 BL Lac 天体的角径果真象它们的光变时标所表征的那么小的话,则微引力透镜至少有时必须出现.微引力透镜能起到和相对论喷流相似的放大作用,甚至在某些方面有其独特的优越性.

3. 演化模型

与引力透镜模型相似,演化模型也基于 OVV 与 BL Lac 天体的相似性.

从演化的角度来讲, BL Lac 天体可能代表类星体和射电星系的中间状态.假如类星体代表椭圆星系的早期状态,并环绕着大量气体为“中心发动机”提供能源,当气体消耗完或排出时,“中心发动机”飘忽不定变化无常,周围气体的减少使光学和射电核不再被气体屏蔽而暴露出来,从而没有发射线产生,这便从 QSOs 经历了 OVV 状态演化成了 BL Lac 天体,最后,“中心发动机”由于缺乏燃料(周围气体)自身速度逐渐减慢,其核亮度逐渐变弱而加入了射电星系的行列^[58].简单地说,OVV 代表着一般类星体和 BL Lac 天体的过渡状态,事实表明,椭圆星系的气体含量随红移的增大而增加,OVV 的高红移正好说明了电离气体足够多以致于发射线比 BL Lac 天体强得多.而且,从宇宙学的观点来看,OVV 的高红移正是表征着它的演化状态比 BL Lac 天体早,早期的能源充足,喷流速度较大,于是 OVV 经常出现比 BL Lac 天体更强的光度,随着周围气体的消耗,能源越来越少,核辐射强度降低,同时,喷流的速度也有所减少,发射线则由于气体缺乏而无法产生,这就从 OVV 演化到了 BL Lac 天体状态,因此,OVV 具有与 BL Lac 天体许多相似的性质.

5. 结论与展望

纵观几十年来对 BL Lac 天体的观测与理论研究, 我们可以总结如下:

从观测上来看, 射电平谱、光学偏振、大幅度短时标光变、无或弱发射线是 BL Lac 天体区别于其他活动星系核的突出特征。尤其是短时标光变, 它能提供给人们大量信息, 如中心天体质量、爱丁顿光度、能量转换系数等等, 这些量直接指导人们去寻求相应的理论, 给模型的选择提供了最为直观的判据。另一方面, 光变规律对于研究 BL Lac 天体的“中心发动机”也很重要。因此, 搜寻它们的短时标光变, 已成为一个十分有意义的课题。同时, 光滑的非热辐射连续谱及强光学偏振, 对辐射机制的选择给出了很强的限制。其次, 近年来 X 射线观测卫星的发展, 更是一个热门话题, 这是因为 BL Lac 天体是强 X 射线源, X 射线与中心发动机的关系相对于低频辐射来说要密切得多, X 射线辐射的大幅度快速光变及谱随强度的变化等观测特征对于确定黑洞的最后稳定轨道半径, 获取黑洞附近的信息是非常重要的。越来越多的 BL Lac 天体在 X 射线巡天中发现了, X 射线巡天确认 BL Lac 天体已成为继射电巡天后又一种有效方法, 尤其是对那些射电辐射较弱的对象, 在光学巡天已告失败的情况下, X 射线巡天已成为一种必要的手段。可以期望, 通过 X 射线辐射特征的研究, 将会更深刻地认识 BL Lac 天体。第三, 越来越多的 BL Lac 天体观测到了超光速运动, 这一特性与光变导出的能量转换系数及爱丁顿光度相结合, 为相对论喷流模型的存在提供了强有力的支持。

从理论上讲, 从吸积到喷流, BL Lac 天体的模型经历了一个逐渐完善的过程, 并不断接受新的观测结果的检验。迄今为止, 相对论喷流与黑洞吸积相统一的模型已经成为一种发展比较完善并普遍被人们所接受的模型。结合同步自康普顿辐射机制, 相对论喷流能解释 BL Lac 天体的宽波段谱、偏振、高光度、短时标光变,

而且还能很自然地解释观测上出现的超光速运动。考虑到致密喷流的整体加速及喷流的不同取向，它还可以解释 X 射线选和射电选 BL Lac 天体的不同谱特征。近年来针对 BL Lac 天体从射电到 X 射线辐射可用一条光滑抛物线近似表示这一光谱特性，已经构造了大量以相对论喷流中的同步自康普顿辐射机制为基础的模型。

总的来说，相对论喷流已成为 BL Lac 天体的一个最基本的模型，它能宏观地解释许多观测现象，然而，喷流究竟是怎样产生的，需要什么样的条件才能产生这种整体高速运动的物质流？快转黑洞+磁流体盘有可能产生喷流，但观测上仍无法验证。对于 BL Lac 天体，尚未探测到 γ 射线辐射，人们期望通过 X 射线辐射的观测研究得到某些结果，虽然很多模型已经考虑到了 X 射线辐射的光变及谱特征，但仍未把它同“中心发动机”有机地结合起来，因而无法知道中心的物理条件及特性。所以说，相对论喷流的产生问题在某种程度上说仍是一个谜。

近年来随着 X 射线卫星的不断发射，关于 BL Lac 天体的 X 射线辐射资料越来越多，其精度也越来越高，得到的谱也日趋复杂化，如平谱硬 X 射线成份、凸面软 X 射线谱形等。X 射线辐射谱的复杂性还表现为 600eV 的吸收特征^[112]，这对于进一步了解黑洞周围的气体有重要意义。另外，X 射线辐射的不稳定性，如强烈而迅速的光变、谱随强度的变化等，仍是一个没有彻底解决的问题。

尽管喷流模型已经较好地解释了 BL Lac 天体的各种观测现象，然而，观测资料的积累与观测精度的提高，不仅使 BL Lac 天体的 X 射线谱出现复杂性，而且光学和射电也同样表现出较复杂的行为。简单的喷流模型已经遇到了一系列困难，如光学和 X 射线辐射谱、X 射线选与射电选的差异，这一系列现象更倾向于喷流非热辐射与盘热辐射共存的观点，尤其是 X 射线选 BL Lac 天体，热辐射成份已经不可缺少。也许，其他的辐射成份在 BL Lac 天体

中也存在，只是在某些条件限制下变得并不重要。强的相对论效应使得同步辐射在射电选 BL Lac 天体中占主导地位，而在相对论效应较弱的 X 射线选 BL Lac 天体中，盘辐射不容忽视。那么，在何种情况下，其他机制的辐射会主宰着观测谱的行为呢？这一系列问题，有待于人们做进一步的探索。

为了解释上述问题，我们认为从观测上来说，首先必须开展多波段同时性观测，以便求得真实的辐射能谱和各波段短时标光变的关系，这是因为 BL Lac 天体光变迅速而激烈，如不进行同时性观测就不可能得到真实的能谱。

观测上另一个重要的急需解决的难题是开展各台站（经度相差 120° ）的联合观测，以便得到完整的光变曲线。根据吸积盘理论，要想真实地描述 BL Lac 天体的光变，必须得到完整的光变曲线。然而，BL Lac 天体的短时标光变的爆发时标一般为小时量级，但宁静时标却很长，一般至少为星期量级，因此，一个台站是无法完成的，只有依靠多台站的联测。

为了解决上述问题，从理论上来说，我们认为首先必须分析各波段辐射流量之间的关系及各波段光变时标之间的关系（见第 4 节），然后再建立统一的辐射机制，而不是只根据一个波段的观测资料就建一个模型，这样就可以避免片面性。

和类星体一样，BL Lac 天体的宇宙学含义也是一个举世瞩目、争论十分激烈的难题，尽管许多天文观测和物理实验（如只有三种中微子，夸克-胶子等离子体状态的存在等）都支持宇宙大爆炸理论，但在 1987 年，Burbidge 等人还是提出了挑战，他们认为 BL Lac 天体的红移是非宇宙学的，理由是 BL Lac 天体的哈勃图十分弥散，1991 年，他们再次提出了河外星系的红移是非宇宙学的。与此同时，我们却从理论上证明了 BL Lac 天体的红移是宇宙学的，这一理论后来又被新发现的 X 射线选 BL Lac 天体所证实。

目前世界潮流的另一种倾向是建立统一模型，而主流又是光

度函数的办法. 如 Brown (1989) 等人提出了 FR- I 型射电星系与 BL Lac 天体的统一及 OVV 类星体与 FR- II 型射电星系的统一. 和他们不同的是, 我们从哈勃关系出发也取得了异曲同工的结果, 除了证实了 BL Lac 天体与 FR- I 型射电星系的统一外, 还建立了 BL Lac+FR- I +FR- II (G) 的统一模型 (参看第 3 节), 这无疑是对大爆炸理论的极大支持.

另一个突出问题是 BL Lac 天体与 OVV s/HPQs 的关系, 无论是从内禀性质还是从光度函数来分析, 都证明了它们不是属于同一类天体, 不存在统一模型. 相反, OVV 类星体和 FR- II 射电类星体却存在统一. 我们的哈勃图工作也证明了它们不属于同一类天体, 但是它们反映了演化特征, 因此, 进一步搞清楚它们之间的关系可能是研究类星体演化的重要线索.

由于 BL Lac 天体是如此之重要, 却又存在着上述一系列尚无定论的问题, 所以, 对于 BL Lac 天体的观测及理论研究, 将是一项十分重要而意义重大的工作.

参 考 文 献

- [1] Schmidt M, Green R. Quasar Evolution Derived From The Palomar Bright Quasar Survey And Other Complete Quasar Surveys. *Ap J*, 1983, 269 : 352
- [2] Foltz G, Hewett P C, Turnshek D A. The APM QSO Survey I. *A J*, 1987 94 : 1423
- [3] Crampton D, Cowley A, Harwick G. *Ap J*, 1987, 314 : 129
- [4] McGraw J, In Osmer P, Porter A, Green R, et al. ed. *Optical Surveys For Quasars*, [s. 1.] : [s. n.], 1988, 163
- [5] Stickel, Paclovani P. UBVRI Photometry of Stars In The fields Of X-ray Selected BL Lacertae Objects. *Ap J Suppl*, 1991, 77 : 67
- [6] Stocke J T, Morris S L, Gioia I, et al. No Evidence For Radio-Quiet BL Lacertae Objects *Ap J*, 1990, 348 : 141
- [7] Xie G Z, Zhang Y H. 1992, In Press

- [8] Impey C D, Brand P W J L. The Calibration of A Radio-Independent search For BL Lac Objects, *NNRAS*, 1982, 201 : 849
- [9] Borra E F, Corriveau G. A Seach For Faint Highly polarized Objects, *Ap J*, 1984, 276 : 449
- [10] Moore R L, : [dissertation]. Univ of Arizona
- [11] Cruz-gonzales I, Huchra J P. *A J*, 1984, 89 : 441
- [12] Treves A, Ghisellini G, Maraschi L, et al. In : Giuricin G. ed. Structure and Evolution of Active Galactic Nuclei, [s. l.] : reidel Pub Co, 1986, 63
- [13] Ghisellini G, Maraschi L, Tanzi E G, et al. *Ap J*, 1989, 310 : 317
- [14] Impey C D, Neugebauer G. Energy Distributions of Blazars. *A J*, 1988, 95 : 307
- [15] Maraschi L. Ghisellini G, Tanzi E G, et al. Spectral Properties of Blazars. II. *Ap J*, 1986, 310 : 325
- [16] Worrall D M. HWA0 1 Observations of High-energy X-rays From The Seyfort I Galaxy MKN 509. *Ap. J*, 1981, 234 : 53
- [17] Worrall D M. In : Zensus E J A, Pearson P. ed. Superluminal Radio Sources, [s. l.] : [s. n.], 1987, 251
- [18] Urry C M. Im: The Physics of Accretion onto Compact Objects, [s. l.] : Springer-verlag, 1986, 357
- [19] Georagel I M, Warwick R S, Pnomage O E. X-ray and Ultraviolet Observations of Markarian 421. *M N R A S*, 1988, 237 : 793
- [20] Barr P, Giommi P, Maccagni D. *Ap. J*, 324 : L11
- [21] Barr P. In: Osterbrock D E, Miller J S. ed. IAU Symp. No134, Active Galactic Nuclei, [s. l.] : [s. n.], 1989, 191
- [22] Madejski G M, Schwartz D A, In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M H. ed. Lecture Notes in Physics (BL Lac Objects Proceedings), 334, BL Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 267
- [23] Naraschi L, Maccagni D. In: X-ray Astronomy With EXOSAT, Memorie della Societa Astronomical Italiana, Italy: Firenze, 1988, In Press
- [24] Ohashi. In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M-H, ed. Lecture Notes in Physics (BL Lac Objects Proceedings). 334, BL Lac Objects, 1989. ,

- [25] Konigl A. Relativistic jets As X-ray And Gamma-ray Sources. Ap. J, 1981, 243 : 700
- [26] Wandel A, Urry C M. Accretion disk Emission from A BL Lac Object. Ap. J, 1991, 367 : 78
- [27] Melia F, Konigl A. In : Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M -H, ed. Lecture Notes In physics (BL Lac Objects Proceedings). 334, Bl Lac Objects. [s. l.] : [s. n.], 1989, 372
- [28] Bregman J N, Glassgold A E, Huggins P J, et al. In: NASA Conf. Publ, NASA CP2349, 1984, 135
- [29] Xie G Z, Li L H, Bao M X, et al. A Ap Suppl, 1987, 67 : 17
- [30] Xie G Z, Li K H, Zhou Y, et al. The Optical Variability of Two X-ray Selected and Nine Radio Selected BL Lac Objects. A J, 1988, 96 : 24
- [31] Xie G Z, Lu R W, Zhou Y. Optical Behaviour of 8BL Lac Objects. A Ap Suppl Ser, 1988b, 72 : 163
- [32] Xie G Z, Li K H, Hao P J. Search for Short Variability Time-scales of BL Lac Objects. A Ap, 1990, 229 : 329
- [33] Pravdo. Ap J, 1980, 251 : 501
- [34] Mushotzky R F, Marshall F E, Boldt E A, et al. HEAO 1 Spectra of X-ray Emitting Seyfert 1 Galactics. Ap. J, 1980, 235 : 337
- [35] Doxsey R, Bradt H, Petro L. H0323+022: A Puzzling High Latitude X-ray/Optical/Radio source. Ap. J Lett. , 1983, 264 : L43
- [36] Feigelson E, Braat H, McClintock J, et al. H0323+022: A New BL Lac Object With Extremely Rapid Variability. Ap J, 1986, 302 : 337
- [37] Bregman J N, Hufnagel B R. In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M -H, ed. Lecture Notes in Physics (BL Lac Objects Proceedings), 334, Bl Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 159
- [38] Balonek T J, In Sitko M L, ed. Continuum Emission in Active Galactic Nuclei, [s. l.] : [KPNO/NOAO, Tucson, AZ, 1986]
- [39] Giommi P, Barr P, Garilli B, et al. Adv Space Res, 1988, 8 : 79
- [40] Xie G Z, Li K H, Cheng F Z, et al. CCD Photometry of 10 BL Lac

Objects. *A Ap Suppl Ser*, 1991, 87 : 461

- [41] Xie G Z, Liu F K, Liu B F, et al. Observational Distinction Between Two Types of Active Galactic Nuclei. *A J*, 1991, 101 : 71
- [42] Fabian A. GX339-4; Cyclotron Radiation From an Accretion Flow. *A Ap*, 1982, 111 : L9
- [43] Guilbert P W, Gabian A C, Ross RR. Time-dependent γ -ray Spectra of compton-cooled Plasmas. *MNRAS*, 1982, 199 : 763
- [44] Lawrence A, Waston M G, Pounds K A. Continuous Rapid γ -ray Variability and Spectral Changes In NGC4051. *MNRAS*, 1985, 217 : 685
- [45] Guilbert P W, Fabian A, *Nature*, 1982, 296 : 226
- [46] Ghisellini G. In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M H. ed. *Lecture Notes In Physics (BL Lac objects Proceedings)*, 334, BL Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 348
- [47] Okudaira A, In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M H, ed. *Lecture Notes in Physics (BL Lac Objects Proceedings)*, 334, BL Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 26
- [48] Gabuzda D C, In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M H, ed. *Lecture Notes In Physics (BL Lac Objects Proceedings)*, 334, BL Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 22
- [49] Rusk R, In Reid M J, Moran J, ed. *Impact of VLBI On Astrophys and Geophys*. [s. l.] : [s. n.], 1987, 161
- [50] Wills D. In Osterbrock Miller J S, ed. *IAU Aump No. 134, Active Galactic Nuclei*, [s. l.] : [s. n.], 1989, 323
- [51] Elston R. In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M H, ed. *Lecture Notes In Physics (BL Lac Objects Proceedings)*, 334, BL Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 253
- [52] Baltaoja V, In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M H, ed. *Lecture Notes In Physics (BL Lac Objects Proceedings)*. 334, BL Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 127
- [53] Nordsieck K H, *Optical Polarization Models of Quasi-stellar Objects and BL Lac Objects*, *Ap. J*, 1976, 209 : 653
- [54] Smith P S, Elston R, Berriman G, et al. Evidence for Accretion Disks

- In Highly Polarized Quasars. *Ap J*, 1988, 326 : L39
- [55] Rundnick L, Owen F N, Jones T W, et al. Coordinated centimeter, Millimeter, Infrared and Visual Polarimetry of Compact Nonthermal sources. *Ap. J*, 1978, 225 : L5
 - [56] Angel J R P, Stockman H S, *Ann Rev Astr Ap*, 1980, 18 : 312
 - [57] Impey C D. In: *Superluminal Radio Sources*, [s. l.] : [s. n.], 1987, 233
 - [58] Weiter K W, Johnston K J. A Study of BL Lac Objects. *M N R A S*, 1980, 190 : 269
 - [59] Stickel M, Fried J W, Kuhr H. In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M-H, ed. *Lecture Notes In Physics (BL Lac Objects proceedings)*, 334, BL Lac Lbjects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 64
 - [60] Perley, Fomalont E B, Johnston K J, et al. The Extended Radio Structure of Compact Extragalactic Sources. *Ap. J*, 1982, 255 : L93
 - [61] Ekers R D, Wall J V, Shaver P A, et al, A Complete Sample of Radio Galaxies. I. *MNRAS*. 1989, 236 : 737
 - [62] Keel W C. The Jet of PKS 0521-36: An aging counterpart of M87? *Ap. J*, 1986, 302 : 296
 - [63] O'Dea C P, Barvainis R, Challis P M. Subarcsecond-Resolution Radio Observations of Sixteen coredominated Quasars and Active Galactic Nuclei. *A. J*, 1988, 96 : 435
 - [64] Saikia D J, *J Astrophys Astron*, 1989, 10 : 203
 - [65] Saikia D J, *M N R A S*, 1987, 223 : 203
 - [66] De Young D S, *Science*, 1984, 225 : 677
 - [67] Zensus J A, In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M H, ed. *Lecture Notes in Physics (BL Lac Objects Proceedings)*. 334, BL Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989. 1
 - [68] Blandford R D, McKee, Rees M J. *Nature*, 1977, 267 : 211
 - [69] Marscher A P, Scott J S. *Publ Astron Soc Pacific*, 1980, 92 : 127
 - [70] Scheuer P A B, In: *IAU Symp No. 110, VLBI and Compact Radio Sources*, [s. l.] : [s. n.], 1984, 197

- [71] Guitbert, Ap. J, 1983, 266 : 466
- [72] Brown L N J, Roson E I, Hughes DH, et al. Multifrequency observations of blazars III. Ap. J, 1989, 340 : 129
- [73] Moles M, Manuel J, Masegosa J, et al. UBVRI Observations of BL Lacertac Objects. Ap. J Suppl, 1985, 58 : 255
- [74] Malkan M A, Sargent WLW. The Ultraviolet excess of Seyfert 1 Galaxies and Quasars. Ap. J, 1982, 254 : 22
- [75] O'Dell S L, Scott H A, Stein W A, The Origin of the Photoionizing Continuum of Active Galactic Nuclei. Ap. J, 1987, 313 : 164
- [76] Gear W K, Nature, 1986, 324 : 546
- [77] Wills B J In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M-H. ed. Lecture Notes in physics (BL Lac Objects Proceedings), 334, BL Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 109
- [78] Weinberg S. Gravitation and Cosmology. New York: Wiley, 1972, 324
- [79] Burbidge G, Hewitt A. A. J, 1987, 92 : 1
- [80] Xie G Z, Liu F K, Zhu YY, et al. A. Ap, 1991, 249 : 65
- [81] Xie G Z, Liu F K, Zhu Y Y, et al. Ap SS, 1991, 179 : 321
- [82] Paczynski B, Wilta P J. Thick Accretion Disks and Supercritical Luminosities. A. Ap, 1980, 88 : 23
- [83] Maccacaro T, Gilia T M, Schitd R E, et al. In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M-H, ed. Lecture Notes in Physics (BL Lac Objects Proceedings) 334, BL Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 222
- [84] Xie G Z, Zhu Y Y, Liu F K, et al. The relation between X-ray and radio selected BL Lac Objects. A. Ap, 1992
- [85] Browne I W A, In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M-H. ed. Lecture Notes in Physics (BL Lac Objects Proceedings), 334, BL Lac Objects, 334, BL Lac Objects. [s. l.] : [s. n.], 1989, 401
- [86] Ulrich M H, In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M-H. ed. Lecture Notes in physics (BL Lac Objects Proceedings), 334, BL Lac Objects, 334 BL Lac Objects. [s. l.] : [s. n.], 1989, 45
- [87] Rawlings S: [dissertation], london: Univ of Cambridge, 1987
- [88] Padovani P, Urry C M, X-ray constraints on the Beaming Hypothesis

- for BL Lac Objects. *Ap. J* 1991. 368 : 373
- [89] Padovani P, Urry C M. Fanaroff-riley I Galaxies As the Parent Population of BL Lac Objects. I. *Ap. J*, 1990, 356 : 75
 - [90] Urry C M, Padovani P, Stickel M. Fanaroff-riley I Galaxies As the Parent Population of BL Lac Objects. III. *Ap. J*, 1991, 382 : 501
 - [91] Xie G Z, Zhang Y H, Gan J H, et al. *A. Ap*, 1993, In press
 - [92] Barthel. Is every Quasar Beamed? *Ap J*, 1989, 336 : 606
 - [93] Baum S A, Heckman T. Spectroscopic Observations of emission Line Gas in Radio Galaxies. *Ap. J*, 1989
 - [94] Vaghetti F, Giallongo E, Cavaliere A. BL Lacertae Objects and Radio-load Quasars Within An Evolutionary Unified scheme. *Ap. J*, 1991, 368 : 366
 - [95] Frank J, King A R, Raine DJ. *Accretion Power in Astrophus.* [s. l.] : [s. n.], 1985
 - [96] Blandford RD, VLBI and Compact Radio Sources. In: Fanti R, Kellerman K I, ed. *IAU Symp Mo.* 110, [s. l.] : [s. n.], 1984, 215
 - [97] Fabian A C, Rees M J. In: Baity Peterson L E, ed. *X-ray Astronomy*, [s. l.] : [s. n.], 1979, 381
 - [98] Liu BF, Xie G Z, Lu J F, et al. *Ap S S.* 1990, 173: 101
 - [99] Ghisellini G, Maraschi L, Treves A. On Models of Active Galactic Nuclei: Energy Production and Continuum Emission Spectra. *A Ap*, 1985, 146 : 204
 - [100] Celotti A, Maraschi L, Treves A. A Model flr the Spectral variability of BL Lac Objects. *Ap. J*, 1991, 377 : 403
 - [101] Ghisellini G, Maraschiu L. Bulk Acceleration In Relativestic Jets and The spectral Properties of Blazars. *Ap. J*, 1989, 340 : 181
 - [102] Wandel A, Urry C M, In: Maraschi L, Maccacaro T, Ulrich M H. ed. *Lecture Notes in Physics.* 334. Bl Lac Objects, [s. l.] : [s. n.], 1989, 388
 - [103] Madau P. Thick Accretion Disks Around Black Holes and The UV/Soft X-ray Excess in Quasars. *Ap. J*, 1988, 327 : 116
 - [104] Coleman HH, Schields G A, The Polarization of Thermal Radiation

From Supermassive Accretion Disks. Ap. J, 1990; 363 : 415

- [105] 谢光中, 刘碧芳、卢炬甫等. 天体物理学报, 1992, 12 (4) : 339
- [106] Xie G Z. In Preparing
- [107] Baker D N, Borovsky J E, Benford G, et al. The collective Emission of Electromagnetic Waves From Astrophysics Jets. Ap. J, 1988, 326 : 110
- [108] Windsor R A, Kellogg P J. Polarization of inverse Plasmon Scattering. Ap. J, 1974, 190 : 167
- [109] Ostriker J P, Bietri N. Nature, 1990, 344 : 45
- [110] Ostriker J P, Vietri M. Nature, 1985, 318 : 446
- [111] Schneider P and Weiss A. A Gravitational lens origin for AGN Variability consequences of Micro-lensing. A. Ap, 1987, 171 : 49
- [112] Krolik J H, Kallman T R, Fabian A C, et al. O VIII Emission of Electromagnetic Waves From Astrophysics Jets. Ap. J, 1985, 295 : 104

十八、星系团的光学研究

卞毓麟

(中国科学院北京天文台)

1. 引言

星系团是宇宙中确知具有动力学束缚特征的最大结构，是宇宙大尺度结构的重要指示，也是星系与环境相互作用及经历各种演化过程的重要场所，因而常被视为河外天文学和宇宙学研究的“实验室”。20 世纪 70 年代以来，星系团受到天体物理学家们与日俱增的关注。探测设备的发展与革新，促使星系团光学性质的研究加速前进；强有力的射电望远镜和 X 射线卫星获得的资料更使人们对星系团的认识渐趋完善。在 90 年代的天体物理学中，星系团是一个非常活跃的前沿研究领域。

对于星系团以及更大尺度上的超团，虽然至今尚无严格划一的定义，但就实际目的而言，大体可以认为：星系团乃是至少在其中心部分业已达到位力平衡的引力束缚体系；超团则是虽然具有已经位力化的亚结构，但在整体上仍处于动力学年轻状态的某种比星系团更大的体系，它们自身可能仍跟随着宇宙的膨胀而（以较小的速率）膨胀着。

星系团研究涉及的问题极多，这里主要讨论光学研究的若干方面：星系团表（第 2 节），星系团的大尺度分布（第 3 节），星系团的一般性质（第 4 节），团星系的演化（第 5 节），环境与星系形态（第 6 节）。最后，对今后的研究作一简要的展望（第 7 节）。

2. 星系团表

从观测上寻找星系团的经典方法是：若均匀背景上的星系面数密度为 σ_{bg} ，则将面数密度 σ 满足

$$\langle \sigma / \sigma_{bg} \rangle \geq N \quad (1)$$

的天区内的星系集合视为一个星系团，此处 N 按不同的目的和判据具体择定。若 N 取值过小，例如 $N \sim 1$ ，则几乎所有的星系均将纳入少数几个投影面积很大的“团”中；若 N 过大，则势必只能探测到很少数的致密团，大部分星系均将被留在“场”中。

星系团表是系统地研究星系团的基本资料。在过去 40 年中，人们为在尽可能广阔的天区中详尽地搜索星系团作出了巨大努力。下面分别简介若干最重要的“经典”星系团表和“机编”星系团表。

2.1 “经典”星系团表

我们将基于人眼直接审察照相巡天底片而编制的各种星系团表统称为“经典”星系团表。不少文献已或详或简地介绍过这类表的特点与编纂史（如文献 [1] [2]），其中被最为广泛地引证和应用的有：Abell 的富星系团表^[3]，Zwicky 等人的“星系和星系团表”^[4]，Shectman 的星系团表^[5]，以及 Abell, Corwin 和 Olowin 的全天富星系团表（常简称 ACO 表）^[6]。

(1) Abell 富星系团表 该表包括从帕洛马巡天底片上选出、分布在 4.26 球面度中的 2712 个北天富星系团。它们满足如下的判据：

1) 视星等介于 $m_3 \sim m_3 + 2$ 之间的成员星系数（经适当背景改正后）不少于 50，此处 m_3 是星系团所在天区中第 3 亮星系的视星等；

2) 上述成员星系均在 Abell 半径 r_A （距团中心 $3h_{50}^{-1} \text{Mpc}$ ）范围内；

3) 团的红移在 0.02~0.20 之间；

4) 位于赤纬 $\delta = -27^\circ$ 以北的天区。

该表列有团区中第 10 亮星系的视星等 m_{10} ，由 m_{10} 估计的红移值 z ，团的中心位置，距离级 D 和富度级 R ，详见 Abell 的原文^[3]。

(2) Zwicky 表 Zwicky 等人的“星系和星系团表”列有从帕洛马巡天底片上认证的亮于 15.7^m 的 30 000 多个星系和在底片极限星等 ($m \approx 20^m$) 下可见的 9 700 个星系团。选团的判据是：

1) 星等在 $m_1 \sim m_1 + 3$ 的范围内，成员星系数不少于 50，此处 m_1 是星系团所在天区中最亮星系的视星等；

2) 上述星系必须处在 2 倍于近邻场星系投影密度的等值轮廓内；

3) 位于赤纬 $\delta = -3^\circ$ 以北的天区中；

4) 对团的红移无明确限制，但诸如 Virgo 团那样覆盖很大天区范围的近团则不包括在投影密度等值轮廓内。

值得注意的是，Zwicky 团的富度为其定义所决定，必然系统地依赖于团的红移，这与 Abell 表给出的绝对内禀富度大不相同。再者，由于判据不同，Zwicky 表比 Abell 表包含了更多并不很富的团，但这些尺度较大、密度较低的系统很可能集结着一些较密的“聚块”。

(3) Shectman 表 Shectman 利用他确立的一套算法，从著名的 Shane 和 Wirtanen 星系计数结果中证认出 646 个星系团，它们都位于 $\delta > -22.5^\circ$ ， $|b| \geq 40^\circ$ 的天区内，选团的判据是局域星系投影面数密度峰值高于给定的阈值，其间对统计数据作了滤波平滑。结果是每个团中至少含有 20 个亮于 19^m 的星系。具体的选择判据决定了 Shectman 团可以比 Abell 团贫得多。实际上，大约仅 40% 的 Shectman 团同时又是 Abell 团。

(4) ACO 表 在某种意义上，该表是将早先的 Abell 富星系团扩展为一个均匀的全天星系团表。它既补充了南天样本，也对原先的北天团表作了修改与补充。ACO 表共包括红移不超过

0.2、且星等在 $m_3 \sim m_3 + 2$ 范围内至少包含 30 个成员星系的 4073 个团，此外还列出一些红移大于 0.2 的远星系团。Scaramella 等人^[7]曾详细比较了 ACO 表与原先的 Abell 表。总的说来，ACO 表中的南天星系团可以比 Abell 的北天表达到更大的深度；但是 ACO 表的富度级可能不如 Abell 表的可靠。

所有的“经典”星系团表都存在一个共同的问题：它们都是人眼审视照相巡天底片的产物。这种方法不仅历时弥久，而且不可避免地带有相当的主观性，从而在精度、极限星等以及完备性诸方面造成难以预测又难以改正的人为偏差。为此，就产生了对较为客观的“机编”星系表和星系团表的需求。

2.2 “机编”星系团表

“机编”星系团表是自动底片测量机与计算机技术发展的产物。诸如 COSMOS 和 APM 之类的高效自动底片测量机能够快速、精确测定巡天底片上天体象的位置、亮度和形状参数，并克服许多由人眼造成的选择效应。因此，机编表必将成为最受欢迎和应用最为广泛的星表。下面分别介绍现已完成的两组机编星系表和星系团表。

(1) Edinburgh/Durham 南天星系表（简称 EDSGC）和星系团表 EDSGC 是第一个大规模的机器扫描星系表，它由以南银极为中心的 60 个 UKSchmidt 望远镜巡天天区（约 1 400 平方度）中的 1.5×10^6 个星系的 COSMOS 机数字化扫描参数构成，极限星等约为 $b_j \sim 20.5^m$ 。该表的完备性高达 95%，残余恒星污染率低于 10%。星系计数的均方根误差仅为 3%，每张底片的测光定标精度达 0.05^m 。详见 Heydon-Dumbleton 等人^[8]和 Collins 等人^[9]的原始文献。

以 EDSGC 为基础，Lumsden 等人^[10]又发展了一套算法，供计算机自动检索星系团。选团判据与 Abell 的判据基本相同，但将团的 Abell 半径由 $3h_{50}^{-1} \text{Mpc}$ 减为 $2h_{50}^{-1} \text{Mpc}$ ，以减小投影效应可能造成的影响。最后完成的星系团表共列有 737 个星系团。

(2) APM 星系表和星系团表 APM 星系巡天用了 185 张 UK Schmidt 巡天底片, 覆盖天区面积为 $4\,300$ 平方度 ($\delta < -20^\circ$, $b \leq -40^\circ$). APM 机测量了该天区范围内亮于 21.5^m 的 2×10^7 个象的位置、星等和亮度轮廓, 从中探测到 2×10^6 个星系. 在 $17^m < b_j < 20.5^m$ 的星等范围内, 该星系表的完备性达 $90 \sim 95\%$, 恒星污染率为 $5 \sim 10\%$. 象的位置精度为 $1''$, 等光星等精度达 $0.1^m \sim 0.2^m$, 底片残余零点均方根误差为 0.04^m . 详见 Maddox 等人的原始论文^{[10][11]}.

以 APM 巡天星系表为基础, Dalton 等人^[12]又完成了 APM 星系团表. 其主要步骤有二: 一是用渗透法将角距离小于 0.7 倍星系平均距离的星系联通成片, 以确定星系较密集的地方, 并选出含 20 个以上星系的群作为候选星系团. 二是对每个团定义一个特征星等 m_x 和富度 R . 该算法将团的计数半径减为 Abell 半径之半, 即 $1.5h_{50}^{-1}\text{Mpc}$, 从而提高了相对于背景的反差, 并减少了星系团重叠造成的问题. 此外用 m_x 代替 Abell 的 m_{10} 可使估算的距离与团的富度几乎无关, 这是 APM 星系团的又一优点.

这两组星系表和星系团表在星系和宇宙学研究中将会起到很大的作用.

3. 星系团的大尺度分布

人们致力于研究宇宙大尺度结构的目的, 是摸清宇宙的“骨架”并进而查明宇宙的演化史. 大尺度结构对于理解宇宙的重要性在于它们随时间的演化相当缓慢. 天体即使以 $\sim 10^3\text{km/s}$ 的典型速度运动, 在整个哈勃时间内也只能移动 $\sim 10h_{50}^{-1}\text{Mpc}$ 的距离. 因此, 今天观测到的宇宙大尺度结构应是存在于早期宇宙中的种种条件造就的“化石”, 它们记录了星系和更大的结构形成与演化的历史. Bahcall^[13]曾详细评述了星系团的空间分布及其对宇宙大尺度结构的涵义, 此后不同的研究者对此也时有讨论. 在该领域的研究中, 富星系团因具有很高的面密度并拥有大量的亮星系, 故

能在很远的距离上被证认, 且能相当有效地循踪大尺度结构, 因而分外受到重视.

3.1 一些重要结果

在天体成团性的统计研究中, 相关函数是最有用的工具之一. 设某样本中, 在相距 r 的两个体元 dV_1 和 dV_2 内各发现一个天体的联合概率为 $dP(r)$, 则由

$$dP(r) = n^2 [1 + \xi(r)] dV_1 dV_2 \quad (2)$$

定义的 $\xi(r)$ 称为空间两点相关函数, 此处 n 是样本中天体的空间数密度. 对于随机分布的质点, 两点相关函数为 0; 对于成团的分布, 在相应的成团尺度上两点相关函数为正. 对于二维样本的成团性, 常用两点角相关函数进行研究. 设在某二维样本中, 在角距离为 θ 的两个天球面元 $d\sigma_1$ 和 $d\sigma_2$ 内各发现一个天体的联合概率为 $dP(\theta)$, 则由

$$dP(\theta) = N^2 [1 + W(\theta)] d\sigma_1 d\sigma_2 \quad (3)$$

定义的 $W(\theta)$ 即为两点角相关函数, 此处 N 是样本天体的面数密度. $W(\theta)$ 描述的是样本天体在天球上投影成对的频数 (作为角尺度 θ 的函数) 超过随机分布预期值的净效果.

图 18.1 和图 18.2 综合了迄 1988 年止不同研究者用不同的样本得到的团-团相关函数. 从图中可看出不同研究者根据不同的星系团表、不同的选团判据、不同的红移和富度范围确定的相关函数在总体上相互吻合. 这一事实有力地支持了团-团相关的真实性与普适性.

富团的空间相关函数与星系的相关函数具有相同的幂律形式 $\xi(r) \sim r^{-\alpha}$ 和大致相同的幂指数 $\alpha \sim 1.8$; 但是, 在任何给定的尺度上, 富团相关函数的幅度都比星系相关函数大得多. 同时, 团的相关函数还延伸到比观测到的星系相关尺度更大的间距. 迄 80 年代末基于“经典”星系团表所得的团-团相关尺度 (即相关函数值为 1 处的尺度) 约为 $25h_{50}^{-1}\text{Mpc}$, 星系的相关尺度则约为 $5h_{50}^{-1}\text{Mpc}$. 富团的相关函数延伸到星系相关函数在 $\sim 15h_{50}^{-1}\text{Mpc}$ 处的间

断点以外, 表明宇宙中存在着 $\geq 15h_{50}^{-1}\text{Mpc}$ 的大尺度结构.

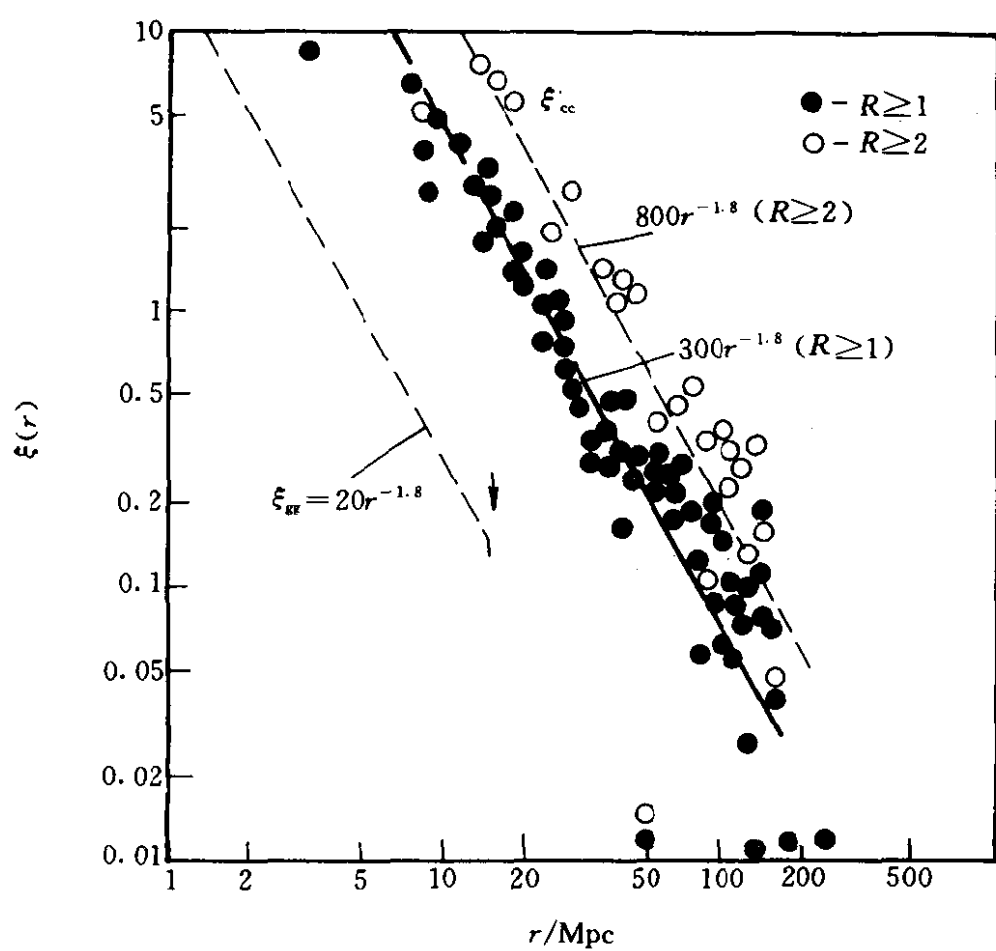


图 18.1 不同研究者由不同的星系团样本 [不同深度 ($z \simeq 0.08$ 至 $z \simeq 0.24$), 不同富度, 不同天区的 Abell 团] 确定的团-团空间相关函数的综合结果. 图中粗线代表 Bahcall 和 Soneira^[14]对距离级 $D \leq 4$ ($5 \leq r \leq 150h_{50}^{-1}\text{Mpc}$) 的 Abell 团样本得出的结果 $\xi_{cc}(r) = 300r^{-1.8}$; 不同样本的结果均与该函数形式相符. 较富的团 ($R \geq 2$) 表现出较强的相关性^[13].

90 年代以来, 基于 APM 星系团表和 EDSGC 星系团表, 已得到若干新的统计结果. Dalton 等人^[12]测量了 173 个 APM 富团的红移, 由此构成的团样本平均空间密度约为 $R \geq 1$ 的 Abell 团的平均空间密度的 4 倍. 该样本的团-团空间相关函数可表为 $\xi_{cc}(r) = (r/r_0)^{-2}$, 且 $r_0 = 12.9 \pm 1.4h_{50}^{-1}\text{Mpc}$. 对于该样本中的 93 个最富的团, 相关长度则为 $r_0 = 14 \pm 4h_{50}^{-1}\text{Mpc}$. Nichol 等人^[15]基于 EDSGC 星系团表中 79 个团的红移测量 (对 80% 的团均在其核心方向上

测量了约 10 个星系的红移), 构成一个统计样本. 该样本中的星系团富度介于 Abell 富度级 0 与 1 之间. 由此得出的相关长度为 $r_0 = 16.4 \pm 4.0 h_{50}^{-1} \text{Mpc}$. 在 $\sim r_0$ 的尺度上, 由该样本得到的红移方向与切向之间相关函数的非各向同性, 在已发表的所有结果中乃是最小的; 据此, 该文作者认为, 先前在确定相关性时见到的强各向异性不太可能起因于真实的视向成团性或起因于很大的团本动速度.

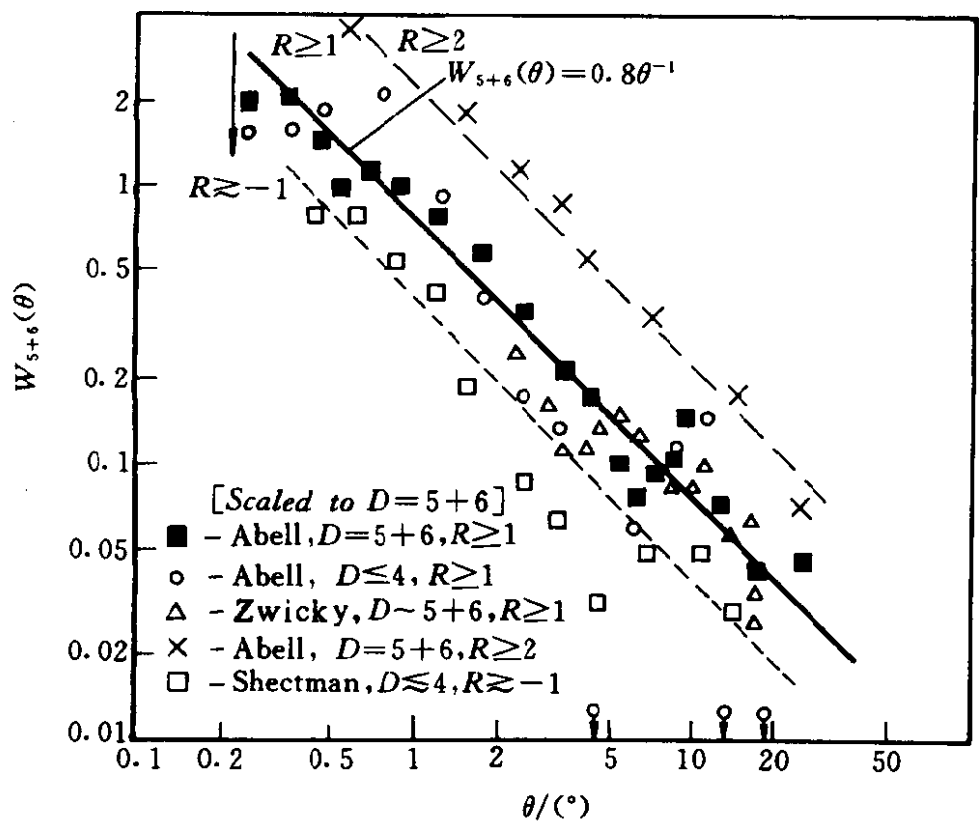


图 18.2 不同研究者由不同星系团表和星系团样本(用不同符号表示)得出的团-团角相关函数的综合结果. 所有的结果均归化到 $D=5+6$ 的距离上. 粗线代表 Bahcall 和 Soneira^[14] 对 $D=5+6$ 的团得出的角相关函数. 由图明显可见不同样本之间的一致性, 以及相关强度对富度的依赖性^[13].

Guzzo 等人^[16]根据对约 100 个 EDSGC 富星系团的约 800 个星系的红移测量, 得到一个非常引人注目的结果, 即这些富星系团的红移分布峰值与 Broadhurst 等人 1990 年发表的星系红移分布周期性峰值非常吻合(见图 18.3), 其中尤以集中在 $z \sim 0.11$ 处

的~20个系统给人的印象最为深刻, 这对 Broadhurst 等人的上述著名发现乃是非常有力的支持.

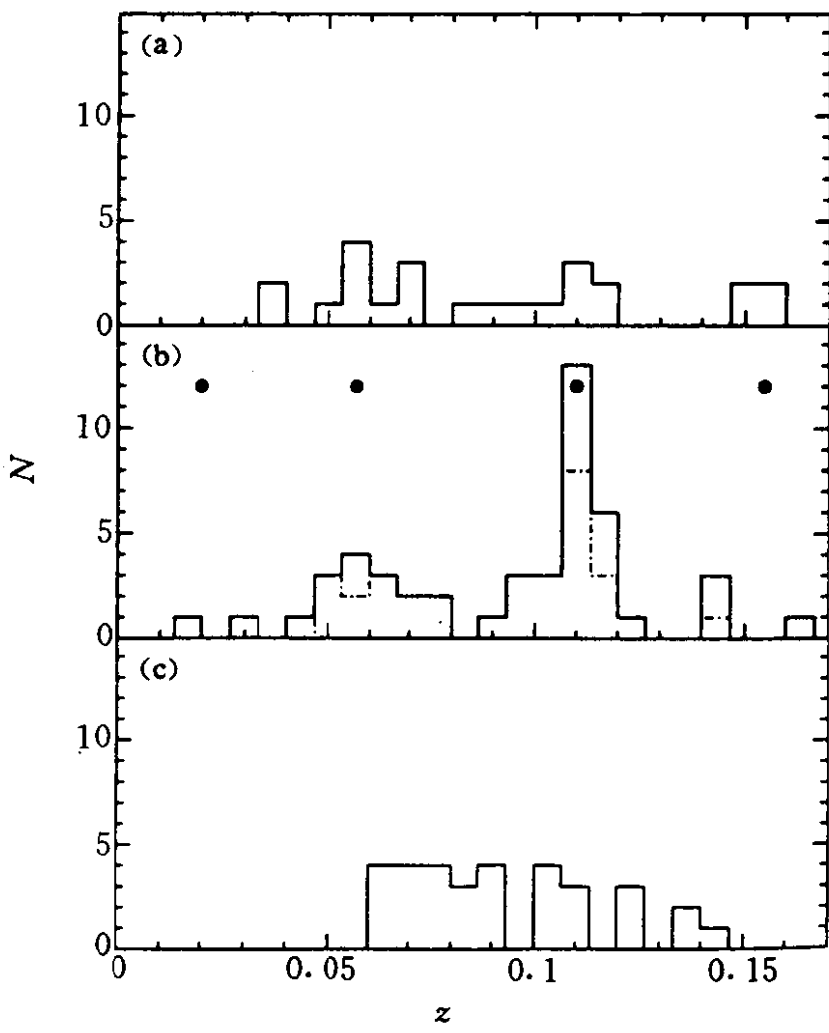


图 18.3 三个赤经范围内的星系团红移分布直方图. (a) $21.5^h \leq \alpha \leq 23.4^h$; (b) $23.4^h \leq \alpha \leq 1.2^h$; (c) $1.2^h \leq \alpha \leq 3.5^h$. (b)中的黑点代表 Broadhurst 等人的红移周期峰值. 虚线代表对团按富度作某种更严格的挑选的结果.

3.2 理论解释问题

迄今在理论上仍很难成功地统一解释宇宙中的大尺度 (例如由 ξ_{cc} 所表征的) 结构、较小尺度 (例如由 ξ_{gg} 所表征的) 结构以及微波背景辐射的几乎全无结构. 任何关于结构形成的理论模型均需对某些基本参数作一定的假设, 这包括: (i) 密度参数值 Ω ; (ii) 宇宙常数值 Λ (0 或非 0); (iii) 暗物质的本质是重子, 还是

热暗物质（如 $\sim 30\text{eV}$ 的中微子），或冷暗物质（例如轻子或大于 1keV 的光微子），或不稳定的暗物质，抑或上述数者兼而有之？（目前确知存在的，唯重子与轻子而已。）（iv）原初密度扰动的起源与性质，即是暴涨与高斯型扰动还是宇宙弦与非高斯型扰动，是绝热扰动还是等温扰动，是否为幂律谱以及斜率为何值等等；（v）在模型中可能起主导作用的非引力过程（如爆发、宇宙弦之类）的影响；（vi）我们观测到的光是否示踪质量，抑或由于存在某种偏倚而使观测结果的理论解释变得更为复杂？此类偏倚的行为与实质又如何？

有不少评述文章仔细讨论了有关结构的各种可能的理论模型。Bahcall^[13]曾按下述分类对它们作了极为扼要的概括：

(i) “标准”高斯型扰动模型 $\left\{ \begin{array}{l} \text{重子物质} \\ \text{冷暗物质 (CDM)} \\ \text{热暗物质 (HDM)} \end{array} \right.$

(ii) 非高斯型扰动模型：宇宙弦

(iii) 爆发

在关于结构形成与演化的诸多模型中，冷暗物质方案在 80 年代后期曾独领风骚，但在 90 年代初也遇到了新的有力挑战。在前已提及的机编星系团表分析中，Dalton 等人^[12]得到的 ξ_{cc} 在 $\lesssim 10h_{50}^{-1}\text{Mpc}$ 的尺度上与由标准冷暗物质模型（即 $h=0.5$ 的 Einstein-de Sitter 宇宙中尺度无关的绝热扰动）预期的 ξ_{cc} 幅度相符；但在 $\gtrsim 10h_{50}^{-1}\text{Mpc}$ 的尺度上，他们得出的星系团成团趋势大于标准冷暗物质模型的预期值。Guzzo 等人^[16]则着重指出，星系团红移巡天为检验宇宙学模型提供了某种坚实的观测参考框架，它们在原则上应能对各种胞状或泡沫状的大尺度结构模型作出鉴别。例如，在为解释 Broadhurst 等人发现的星系红移分布周期性而提出的各种模型中，van de Weygaert^[17]的 Voronoi 胞模型与 Guzzo 等人给出的富星系团红移分布实况相洽，另一些模型则明显地应该予以排除。

总之，在完满地对星系团的大尺度分布（以及有关结构形成与演化的其他问题）作出解释方面，理论家们面临的形势依然相当严峻。

4. 星系团的一般性质

这里主要介绍星系团的总体特征、形态分类、成员判定、光度函数、以及结构与动力学等问题。

4.1 总体特征

Dagkesamanskii 和 Konyukov^[18]曾将描述星系团物理的基本变量概括如表 1，它们在后面的叙述中将会经常用到。

表 1 描述星系团物理的基本变量

变 量	富团的典型值
$m < m_3 + 2$ 的成员星系数	30~200
成员星系总数	300~10 000
形态型	
a) Abell	规则，不规则
b) Zwicky	致密，中密，疏散
c) Bautz-Morgan	BM I，BM II，BM III
d) Rood-Sastry	cD，B，L，C，F，I
特征线尺度	
a) Abell 半径 R_A	3Mpc
b) 星系分布的核半径 r_c	150~500kpc
c) 星系际气体分布的核半径 a	200~700kpc
d) 射电晕大小	500~1 000kpc
光度	
a) 光学 L_{opt}	$5 \cdot 10^{12} L_{\odot} \sim 10^{14} L_{\odot}$
b) X 射线 L_X	$10^{35.5} \sim 10^{37.5} W$
c) 射电 P_{408}	$10^{22} \sim 10^{26} W$
星系的相对成分 $E : S_0 : S_p$	从 1 : 2 : 3 到 1.5 : 2 : 1
中心星系密度	200~1 000Galaxies/Mpc ³
中心星系际气体密度	$10^{-4} \sim 10^{-2} \text{atoms/cm}^3$
星系际气体温度	$10^7 \sim 10^8 K$

4.2 形态分类

人们可以利用星系团各种不同的性质对它们进行形态分类. 令人惊奇的是, 不同的分类体系往往彼此高度相关, 且可将不同形态的团表示为某种从规则团到不规则团的一维序列. 表 2 概括了不同的形态分类方案, 详见 Sarazin 的专著^[2].

表 2 星系团的形态分类性质

性质	规则团	中介团	不规则团
Zwicky 型	致密	中密	疏散
Bautz-Morgan 型	I, I-I, I	I, I-II	I-II, II
Rood-Sastry 型	cD, B, L, C	L, C, F	F, I
星系成分	富椭圆星系	贫旋涡星系	富旋涡星系
$E:S_0:S_p$	3:4:2	1:4:2	1:2:3
Morgan 型	ii	i-ii	i
Oemler 型	cD, 贫旋涡星系	贫旋涡星系	富旋涡星系
对称性	球对称	中介	不规则
中聚度	高	中	低
亚结构	罕见	中等	显著
富度	富	富-中等	富-贫

如表 2 所示, 规则团的形状高度对称, 具有星系高度聚集的核, 几乎没有亚结构. 不规则团则几乎不具有对称性或中聚度, 且往往呈现明显的亚结构. 这表明规则团演化得较充分, 在某种意义上是动力学弛豫的系统; 不规则团经历的动力学演化则微乎其微, 大致保留了它们形成时的分布特征.

规则团的一些特征——致密(Zwicky 型)、Bautz-Morgan I 至 II 型、Rood-Sastry 型 cD 或 B、Morgan 型 ii、Oemler 贫旋涡星系团或 cD 团——彼此相关, 表明团的动力学状态与星系成分存在着某种联系. 另一方面, 一个星系团的形态与其富度则无一对应的相关性: 规则团总是富的, 不规则团则既可以是富的, 也可以是贫的. 但是, 正由于规则团是富团而且较为致密, 所以其中心星系密度总是高于不规则团.

4.3 成员判定

从巡天资料中挑选星系团与成员星系之证认是两个既有联系又有区别的问题。事实上，如何剔除前景与背景场星系的“污染”历来是星系团研究中的一大难题，至今也尚未妥善解决。

用于鉴别星系团成员的观测判据通常有星系的视位置、视星等、颜色-星等图，以及视向速度。早期的研究多用视位置和视星等作为成员判定的依据，这对剔除场星系并不十分有效。利用颜色-星等图区分团星系和场星系则对旋涡星系不很有效，而且易将一些较蓝的团星系误认为场星系。因此，为了更准确地判定团的成员，视向速度（红移）测量乃是非常重要的。但是，由于星系团成员星系的视向速度有相当的弥散，所以即使一一测出星系团所在天区中所有星系的红移，也还是很难将具有较大正视向本动速度的前景场星系或具有较大负视向速度的背景场星系与团成员断然区分开来。

近 10 余年来，随着星系红移资料的积累，利用星系视向速度观测值作为判据来判定星系团的成员日益受到重视，有时还兼及星系的视位置（参见 Kent 和 Gunn^[19]）。不同作者运用这一判据的具体方式不尽相同，有的采用了一定的统计方法，但未给出恰当的数学模型。赵君亮等人^[20,21]提出一种以视向速度为判据、按最大似然原理确定星系团成员的统计方法。其数学模型认为团星系视向速度服从一维正态分布、场星系服从 k (≥ 1) 个一维正态分布，它们彼此重迭。将该方法应用于 Coma 团和 Virgo 团成员的视向速度分析，已获得较好的结果。

星系团成员星系红移测量与分析的进展情况可参阅 Giovanelli 和 Haynes 的评述^[22]。其中特别值得提及的有 Dressler 和 Shectman^[23,24]测量的 15 个团中的 1 268 个红移，以及 Zabludoff 等人^[25]对 69 个近邻 Abell 团中 3 250 个星系红移值（其中新测定的有 359 个）的分析。

多缝和多光纤分光观测设备的问世为高效地研究星系团核区较密集的星系提供了极佳的机会。由此，Colless 和 Hewett^[26]测量

了 14 个南天富团中的 604 个视向速度 (14 000 至 44 000 km/s). Teague 等人^[27]在 10 个南天星系团中测量了 1 034 个红移 (其中团成员为 805 个). Guzzo 等人^[28]正用 ESO 的 EFOSC 摄谱仪 (多缝模式) 和 AAT 的 Autofib 多光纤系统致力于 150 个 EDSGC 团的红移巡天, 目的是建立一个包含 2 000 多个星系红移的样本. 星系团红移数据库的快速成长不仅将加深人们对星系团的结构、动力学、以及演化的了解, 而且能更牢靠地确定宇宙在最大尺度上的成团性质.

4.4 团星系的光度函数

星系团成员星系的光度函数给出团星系光度的数分布. 积分光度函数 $N(L)$ 是光度大于 L 的星系数, 微分光度函数 $n(L) dL$ 则是光度介于 L 至 $L+dL$ 之间的星系数; 显然, $n(L) \equiv -dN(L)/dL$. 光度函数也常用星系的星等 m 来定义, $m \propto -2.5 \log_{10} L$. $N(\leq m)$ 是团内亮于 m 等的星系数. 通常用于拟合团星系光度函数的有三种函数形式, 即 Zwicky^[29]于 1957 年提出的

$$N(\leq m) = K (10^{0.2(m-m_1)} - 1), \quad (4)$$

Abell^[30]于 1975 年提出的

$$\log_{10} N(\leq m) = \begin{cases} K_1 + s_1 m & m \leq m^* \\ K_2 + s_2 m & m > m^*, \end{cases} \quad (5)$$

以及 Schechter^[31]于 1975 年提出的

$$n(L) dL = N^* (L/L^*)^{-\alpha} \exp(-L/L^*) d(L/L^*). \quad (6)$$

(6) 式由于既具有连续性、解析性, 又确是一个真正的统计分布函数, 从而为多数研究者所采用. 该式中的 L^* 是某种特征光度, N^* 是团中星系数的某种典型值; 与 N^* 相应的 $N^* \Gamma(1-\alpha, 1)$ 则是 $L > L^*$ 的星系数, 此处的 $\Gamma(a, x)$ 是不完全伽玛函数. α 和 L^* 均为拟合参数. Binggeli 等人^[32]列出了自 1974 年以来已测定光度函数的 47 个富星系团. 表 3 引自潘容士等人的文章^[33], 表中列出了若干按 (6) 式拟合得到的 α 和 M^* ; 此处 M^* 是相应于 L^* 的绝

对星等, 计算 M^* 时全部采用 $H_0=100\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, 并归算到 B_J 星等. 表中 $[-1.25]$ 表示固定 $\alpha=-1.25$ 后再拟合得出 M^* . 由表 3 知, 无论是团星系还是场星系, 光度函数都具有相似的形式和几乎相同的参数值. 这种普适性表明, 总的说来决定星系光度的过程对密度、温度等局部条件是不敏感的; 或者说, 早先这些条件对于日后形成团的区域和日后形成场的区域并无太大的差异.

表 3 星系光度函数拟合参数 M^* 和 α

作者 (年份)	波段	样 本	M^*	α
Schechter (1976)	J	13 个团的组合	-19.9 ± 0.5	-1.24
	B (0)	场星系	-19.8	-1.24
Dressler (1978)	F	12 个团平均	-19.7 ± 0.5	$[-1.25]$
Lugger (1986)	F	9 个团平均	-19.8 ± 0.5	$[-1.25]$
Kirschner 等 (1983)	J	场星系	-19.8	$[-1.25]$
Colless (1989)	J	14 个团平均	-20.1 ± 0.4	$[-1.25]$

80 年代中期以来, 研究的重点开始转向光度函数在一阶普适性下的二阶差异, 即因团而异的具体细节. 一些作者研究了团星系光度函数随团的密度、B-M 型、速度弥散度、以及团内不同区域而异的情况 (例如 Colless^[34] 的工作), 结果表明光度函数的变化或者低于显著性水平、或者正好处于有无变化的边缘. 因此, 有必要建立尽可能大的团样本, 以便更深入地对光度函数作比较研究. 此外, 一些数值模拟结果还表明团的动力学过程 (例如吞并、潮汐效应等) 也会对团星系光度函数的形式造成一定的影响.

4. 5 结构与动力学

星系团的结构与动力学性质与初始条件密切相关. 下面分别介绍团动力学过程的两项观测特征: 亚结构以及分层效应.

(1) 亚结构

亚结构的存在及其随红移的演化可以对各种宇宙学模型作出

检验. Cavaliere 和 Colafrancesco^[35]主张团的亚结构演化缓慢, 经过一个哈勃时间后仅有一小部分星系团呈弛豫状态. 另一方面, West^[36]则强调大多数 Abell 团的内区缺乏显著的亚结构, 这应意味着它们现时是动力学弛豫的系统. 然而, 观测给出了日渐增多的亚结构证据, Centaurus 团的亚结构是已被仔细研究的一例. Lucey 等人^[37]基于该团中被证认的 180 个成员的红移指出, 某个投影在天空上似为单一的结构实际上可清楚地分为两个成分, 即在 $\langle cz \rangle = 3\,041\text{km/s}$ 处的 Cen30 以及 $\langle cz \rangle = 4\,570\text{km/s}$ 处的 Cen45, 它们的速度弥散分别为 586km/s 和 262km/s . 在每一亚结构中各有一个大椭圆星系位于其动力学中心附近. 对此, 较好的模型是两个代表亚结构的团块互相吞并. Bothum 等人^[38]曾令人信服地证明, Cancer 团由 5 个分立的群组成; 但这些群可能是非束缚的. 即使是相当肯定地弛豫的 Coma 团, 仔细分析其成员星系的分布也显示出团中心有亚结构^[39, 40].

在团的结构和动力学研究中, 丰富的视向速度信息始终是至为重要的材料. 在 Dressler 和 Shectman^[23, 24]的著名样本中, 15 个团内有 11 个团有存在亚结构的证据. 他们认为团的形成过程也许在整个哈勃时间内有几个分立的吸积阶段. Sandage^[41]则对现时仍在形成星系团的证据作了评述.

某些运动学信息表明有些团内发生着动力学解耦过程, 即一族独特的星系因动力学摩擦而速度减慢, 并变得束缚于某个 cD 星系, 最终则为该 cD 星系所吞并. 人们已对若干个团研究了这一效应, 其表现形式之一乃是 cD 星系与整个团的速度不甚协调. 例如, Zabludoff 等人^[25]发现 9 个 cD 星系中有 8 个具有显著不同于团平均值的速度. 这类工作尽管在提供确凿的定量化信息方面仍有些模棱两可, 却有力地表明了为妥善阐明团的动力学状态, 大红移样本是何等地重要.

团的演化还可以通过其星系成分的变化来评估. 我们在第 5 节中介绍 Butcher-Oemler 效应时还会更详细地谈到这一点.

Newberry 等人^[42,43]报导了团星系中“活性”成员所占比例与团弥散速度的相关性. 这也许正是了解高红移团与低红移团成分差异之起因的关键, 它更进一步增加了人们对高质量的远团动力学信息之需求.

(2) 分层效应

近 10 余年来, 分层效应成了星系团动力学研究中颇受重视的一个新课题, 它可以有效地反映团内两体弛豫过程的情况和团星系演化的过程. 分层效应常有两种表现形式, 即空间分层和速度分层. 它们均可用团星系的不同特征 (例如形态、质量、光度等) 加以分析. 我们将在第 6 节介绍环境与星系形态时讨论形态分层, 这里仅对质量分层和光度分层作一简述.

团星系的质量分层通常由分析团内不同星系的光度分层而导出. 早先, Oemler^[44]对于他们所研究的不规则团而言, 曾得到不存在光度分层的结论. 对于 Coma 团, 不同的研究者得出的光度分层情况往往互不相同. 早在 1957 年, Zwicky 已提出 Coma 团有光度分层, 并据此认为团内星系已处于能量均分状态. 15 年后 Rood 等人否定了这一结论. 此后, Quintana (1979) 和 Sarazin (1980) 用不同的方法分析相同的观测资料, 对于 Coma 团核区的光度分层也得出了彼此相反的结果. 赵君亮等人^[45]基于重新判定的成员星系的观测资料得出结论: 该团表现出某种程度的质量分层, 但并不显著; 这表明 Coma 团虽已经历一定时期的整体动力学演化, 却尚未达到能量均分状态. 由于不同哈勃型的星系有着不同的质光比, 所以对于不同形态的星系应该分别根据相应的质光比来估算其质量, 并进而探讨质量分层效应. 据此, 赵君亮等人^[21,40]发现 Coma 团的速度质量分层效应比光度分层更显著. Virgo 团则不表现出任何光度分层效应, 且仅有很弱的空间及速度的质量分层效应^[46], 这说明 Virgo 团所经历的动力学演化时间甚短, 远未达到能量均分状态.

关于团的动力学过程, 还应提到 Gunn 等人^[47]的高红移星系

团搜索. 他们已在红移高达 0.9 处发现了类 Coma 团, 这表明此类结构的坍缩和位力化过程相当快. 在位力化后, 团的演化限于核区外的周围区域, 这与 West 和 Rothmans^[48] 日后发现的不少团的亚结构均位于离团中心 $1h_{50}^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 以外的结果正好相符. 总的说来, 目前对于亚结构和分层效应的观测和理论研究都还不够丰满, 这在相当程度上取决于有效地获得红移资料的进度.

5. 团星系的演化

5.1 概述

观测宇宙学的主要目标之一是测量正常星系的积分光谱能量分布随回顾时间的详细变化. 这种变化既为正常的恒星演化所预期, 其作为红移的函数的定量形式又可对星系年龄、星系中的恒星形成史、乃至对宇宙学模型作出限制. 然而, 星系究竟是怎样变成今天这种状态的, 人们在观测上却几乎对此一无所知. 人们并不清楚: 星系究竟是不是同一时代的产物且具有相似的演化史? 抑或即使在今天十分相似的那些系统中, 恒星也是在大不相同的时代形成的?

借助于一定的演化模型, 在观测上可以有多种办法来测量星系的演化. 其中最常用的有两种方法. 第一种是建立测光选择的暗场星系大样本, 将宽带颜色和光度分布的变化与红移相联系, 以定出无偏样本的总体演化行为. 对这种方法的描述和评论, 可参见 Ellis 的文章^[49]. 但由于存在着某些较为复杂的问题, 此法并未成为了解星系演化的主要观测手段.

第二种方法是考察可在很大红移范围内证认的某一族星系的均匀样本. 例如, 富团中的早型星系就是很好的考察对象. 已有很好的证据表明这族星系在近邻星系团中的均匀性 (例如参见 Bower 等人的文章^[50,51]). 在各种红移上考察妥善定义的团星系族, 或许能更直接地对星系演化作出定量描述.

下面首先介绍团星系演化中的一个重要课题——Butcher-

Oemler 效应, 然后再回过头来讨论富团中早型星系的演化问题.

5.2 Butcher-Oemler 效应

1978 年, Butcher 和 Oemler^[52]对两个远富星系团 ($z \sim 0.4$) 作了成员星系测光研究, 发现其中“蓝”星系数目占全部成员的比例明显高于近距富团中的相应值. 团星系的这种演化现象后来就被称为 Butcher-Oemler 效应, 简称 B-O 效应.

最初, Butcher 和 Oemler 是为探索 S0 星系的演化而发现 B-O 效应的. 迄 70 年代中期人们已经确认了以下两项事实: i) 在近邻致密团的核心部分, 椭圆星系所占比例特别大, 其余部分中盘星系所占比例大致不变, 但 S0 与旋涡星系之比则随星系密度的增大而增加; ii) 场星系中盘星系多为旋涡星系, 但随着星系聚集程度的增高, 旋涡星系所占比例逐渐减小, 直至致密团的核区所有的盘星系实际上均为 S0. 这似乎表明在致密区域中, 旋涡星系转化成了 S0, 但转化的本质却不甚了然. 有一种可能是原星系际介质中致密区域内产生的星系因恒星形成率很高而耗尽了那里的气体; 另一种可能是致密团中的旋涡星系因与其他星系或与热星系际介质相互作用而被剥夺了气体. 上述不同过程使后来变成 S0 的星系具有大不相同的演化史, 故若能在遥远星系团中观测处于较早时期的相应星系, 就可望对上述不同假设作出某种判断. 当时无法直接观测远团成员星系的形态, 但可根据对近团已确立的“中聚度高、对称性好、呈弛豫特征的星系团核区仅含有椭圆星系和 S0 星系”这一事实, 来探索具有同类特征的远团核区的星系成分. 若远团核区星系的颜色与近距早型星系有显著差异, 则即为 S0 和/或椭圆星系的演化提供了有效的证据. B-O 效应正是基于这种颜色测量而发现的.

(1) 团星系的测光研究

为检验 B-O 效应的可靠性并查明其实质, 必须建立足够好的星系团样本. 为此, Butcher 和 Oemler 于 1984 年组建了一个包含 33 个星系团、红移从 $z=0.0033$ (Virgo 团) 到 $z=0.54$ (Cl0016

+16)、中聚度也不同的团样本，并在考虑了颜色-星等关系后对“蓝星系比例” f_b 下了更确切的定义：

$$f_b = N_b / (N_b + N_r), \quad (7)$$

式中 N_b 和 N_r 分别为在半径 R_{30} 内亮于 $M_v = -20$ 的蓝、红星系数， R_{30} 则表示星系投影分布中有 30% 的星系位于其内的那个圆的半径（圆心为团中心）。分析该样本得出的主要结果是：(i) 低红移 ($z < 0.1$) 致密团核区中的蓝星系比例极低 ($f_b \sim 0.03$)；(ii) $z > 0.1$ 的致密团中 f_b 较高，且随团红移的增大而增大 ($z = 0.5$ 处 f_b 增至 0.25)；(iii) 尽管红移是星系团成分最重要的决定因素，但仍有迹象表明单个团内的过程也可能起了一定的作用；(iv) 有证据表明不规则团中的星系也象致密团内星系那样存在着颜色演化；(v) 近距团核区内旋涡星系的颜色有较场旋涡星系为红的倾向。

嗣后又有许多人分别对一批富团作了 B-O 效应的测光研究，对 B-O 效应的真实性也有所争论。例如 Koo^[53] 曾据多色测光分析得出如下结论：红移高达 0.54 的远富团 Cl0016+16 中 90% 以上的星系乃是红星系，并由此认为远团 f_b 偏大并非普遍现象。但总的说来，大部分多色测光研究均支持 Butcher 和 Oemler 的结论。然而与此同时，也还有两个问题尚需作出更确切的回答，即：(i) 远团中的蓝星系与正常旋涡星系究竟有何关系？(ii) 团环境对 B-O 演化现象究竟起着何种作用？为了回答这些问题，以及解决前景和背景星系的污染问题，都必须由光谱观测确定被研究星系的红移。

(2) 团星系的光谱观测

在这方面，成绩最卓著的当推 Dressler 和 Gunn 等人自 1981 年以来的一系列观测、分析、以及评述。总的说来，光谱研究进一步肯定了 B-O 效应的存在。

对远团蓝成员星系的光谱研究揭示出它们实际上可能是三种不同类型的星系，即 (i) 恒星连续形成的正常旋涡星系；(ii) 具有活动星系核光谱特征的星系；(iii) 短时期内有大批恒星形成的

星暴星系.

Dressler^[54]和 Gunn^[55]把光谱观测表明正在进行或不久以前发生星暴的星系称为“活性星系”,而将在过去 5×10^9 年中几乎无恒星形成迹象的星系——即现时的椭圆或 S0 星系——称为“惰性星系”.活性星系又分为两类,即 (i) 具有发射线的星系,包括前述三种不同类型的蓝星系,以及 (ii) 具有强巴耳末吸收而几乎或全然没有发射线的星系,后者的颜色和光谱特征相当于在一个椭圆星系 (E) 的光谱中再加上 A 型主序星的光谱,故被称作“E+A”星系.这种特征表明此类星系中的恒星形成率在观测时刻之前大约 10^9 年显著地增高,故又称为“星暴后星系”.上述分类可概括如表 4. 与简单地将团星系分为蓝、红两色相比,用“活性”

表 4 团星系的分类

团星系	活性星系	有发射线的星系	正常旋涡星系：连续形成恒星
			星暴星系：短期内形成大批恒星
			活动星系核：1 或 2 型赛弗特星系
		“E+A”星系：即星暴后星系，有强巴耳末吸收，几乎无发射线	
		惰性星系：近期内无显著的恒星形成（如今的 E 和 S0）	

表 5 7 个团中活性星系的比例 f_a .

星系团	红移 z	f_a (%)	“E+A”	em + AGN
9HFC127	0.378	27 ± 15	3	1
9HF _{ap}	0.391	27 ± 8	2	10
Cl0024+24	0.407	22 ± 9	6	1
3HFC12	0.419	34 ± 17	1	4
3C295	0.467	39 ± 18	3	3
16HF _{ap}	0.540	37 ± 15	3	5
Cl0016+16	0.546	31 ± 10	7	5

和“惰性”的概念可以更恰当地描述和诠释 B-O 效应. 表 5 所示 7 个团的研究结果^[55]可以清楚地说明这一点.

表 5 表明这些团中的 f_a 相当高 (约 30%), 且在误差范围内不因团而异. 特别值得注意的是 Cl0016+16, 其 f_b 虽如前所述甚低^[53], 但 f_a 其实是相当高的. 此后, Dressler 和 Gunn^[56] 又报导在表 5 的样本中增添了新的光谱观测资料, 结果进一步证实远团的 f_a 比低红移团的 f_a 值大得多.

卞毓麟和刘健^[57]详细列出了迄 1992 年上半年止, 为研究 B-O 效应已作多色测光以及已作光谱观测的星系团, 它们的红移值、 f_a 或 f_b , 以及相应的原始文献.

(3) B-O 效应的理论解释

Gunn 和 Dressler 曾指出红移相同的不同星系团具有近乎相同的 f_a . Trevese^[58] 则反问: “一种据信由星系的环境所确定的现象为何非得随宇宙时 (红移) 而同步变化?” 目前人们对造成 B-O 效应的物理机制尚无共识, 较流行的观点主要有 (i) 冲压诱发恒星形成, 以及 (ii) 星系相互作用.

冲压诱发恒星形成的要点为: 当富气星系从富星系团外围向团中心区内落时, 受到团内高温气体的冲压作用, 稠密的冷星际云因而遭到快速压缩 (云际温相介质则有可能被剥离), 迅速形成大量恒星, 造成星暴等可观测现象. 支持该模型的观测事实主要有: (i) 活性星系似较集中于接近富团中心而又未达到中心的区域^[54]; (ii) 活性星系的平均速度弥散度要比惰性星系高出约 50%. Newberry 等人^[43] 认为许多团中的 E+A 星系可能是由冲压剥夺机制引起的, 场中的 E+A 星系则可能由星暴活动引起.

星系相互作用造成 B-O 效应的观测检验需要很高的角分辨率. Lavery 和 Henry 曾对红移约为 0.2 的蓝团星系的成象观测进行统计研究, 发现蓝发射线星系似比红星系拥有更多的 “伴” 星系; 此后 Lavery^[59] 又报导了更多的成象观测 (分辨率高达 0.8"), 得到了至少某些蓝星系是星系-星系相互作用的结果, 且某些星暴星系的最终形态乃是旋涡星系. Cl0016+16 中 “活性” 星系呈环状分布可能是因为该团成员星系分布密度具有次峰值, 那里的局

域密度高致使相互作用的概率增大。

上述两类模型探讨的是活性星系与富团环境的关系。为了查明 B-O 效应是否可能由星系内禀性质随宇宙时演化所致，必须将团星系与场星系的演化作细致的比较。一些深度巡天结果表明，从 $z \sim 0.5$ 至今，场星系亦有显著的演化效应。这与富团成员星系的显著演化有何关系则尚待进行更深入的研究。

5.3 红包络与早型星系的演化

(1) 红包络

最初人们观测非常遥远的星系，是为了研究宇宙的大尺度结构、特别是估计减速参数 q_0 ，后者则与哈勃常量 H_0 共同决定着 Friedmann 模型中的宇宙年龄。为此所采用的经典方法是确定视星等 m 对红移 z 的依赖关系。遗憾的是，对于 $z \gtrsim 0.2$ 的天体必须对星等资料作许多重要的改正（例如对于红移、采样、孔径、演化效应等等的改正）。由此带来的困难致使用这类方法确定较可靠的 q_0 进展相当迟缓。

从 20 世纪 80 年代中期开始，人们尝试利用高红移亮星系的颜色或其他光谱特征来估计这些星系的年龄，且据此对 H_0 和 q_0 作出限制。这类方法的优点是可以免除给 m - z 方法造成麻烦的某些改正。为了将光谱-年龄测定法用于宇宙学研究，应选择恒星形成开始得尽可能早的系统；另一方面，出于技术上的考虑，又要求这些系统在相当早的时候就完成了恒星形成，或至少在较近的时期内它们的恒星形成活动实际上微乎其微。

80 年代后期，人们已颇为肯定，在直至 $z \sim 0.7$ 的所有红移处，星系的颜色分布存在着某种相当明确的上限，即所谓的“红包络”。 $z=0$ 时，红包络出现在 $(B-V) \sim 1.0$ 处； $z \sim 0.3$ 时，由于 K 改正，红包络移至实验室参考系中的 $(B-V) \sim 1.7$ 处。只有非常少的天体位于该包络的红侧。在低红移处，红包络为最亮的 E/cD/S0 星系所占据。在中等红移处，最亮的天体也倾向于落在红包络附近，人们设想它们同样是 E/cD/S0——，尽管通常并

不能获得实际的形态信息. 然而 $z \geq 0.4$ 时, 最亮的团星系却表现出各种相当不同的颜色. 人们既不清楚它们是否皆系 E/cD/S0, 也不清楚它们与红包络系统有着怎样的联系.

当不存在诸如非热辐射、尘埃、或特别高的金属丰度等异常情况时, 无疑有理由假定: 构成红包络的天体在红移既定的样本中, 就过去数十亿年间的恒星形成而言乃是最不活跃的. 因此, 它们是深入探究前述宇宙学问题的很好的系统. 不过, 为确定这些天体是否在某一颇早的时候已完成恒星形成并在此后一直保持宁静, 则须仔细分析它们的光谱性质 (仅仅是靠近红包络尚不足于保证这一点). 就此而言, 切题的累积光谱性质是连续谱的斜率 (或颜色)、连续谱中的间断、吸收线强度等等, 它们都可以表示为某种指数, 例如记作 Q . 若某一星系族诞生后不再有新的恒星形成过程, 则多数情况下 Q 的演化可近似表示为^[60]

$$Q = a + b \log t \quad (8)$$

此处指数 Q 以星等表示, a 和 b 是常数, t 是以 10^9 年为单位的该星系族的年龄. 对于 $t \geq 10^9$ 年, (8) 式乃是很好的近似; 即使对于 $t \geq 10^8$ 年, (8) 式也还相当不错. 由 (8) 式知, 在较早的时刻 ($10^8 \sim 10^9$ 年) 指数 Q 要比在较晚的时刻 ($t \geq 3 \times 10^9$ 年) 演化得更快. 因此, 除非 (8) 式中的系数 b 相当大 (对光学/红外波段的多数指数而言实际上 b 都不大), 否则古老星系族的测光演化都将是相当缓慢的.

概而言之, 及至 90 年代初, 红包络和 B-O 效应共同给出的星系团图景是: 静止参考系颜色 (或颜色-光度) 图上的红包络主要为团核区早型星系 (其光谱性质上推至 $z \simeq 0.5$ 仍基本不变) 所布居, 此外则另有一个正在形成恒星的蓝星系族 (其起因与形态本质问题在前文介绍 B-O 效应时业已提及).

(2) 早型星系的演化

红包络的本质与 E 星系的演化史密切相关. 不少证据表明在近邻, E/S0 星系中显著的恒星形成一直继续到 $5 \times 10^9 \sim 8 \times 10^9$

年以前；持批评意见者则将存在于较高红移处的红包络作为反对此说的佐证。O'Connell^[60]认为，红包络并未使 E 星系的后期演化图景失效，其理由是：(i) 在恒星形成终止之后的最初 3×10^9 年中颜色快速演化，这意味着今天的 E/S0 的祖先可能在一定时期内已轻而易举地完成了从中等红移的“蓝星系族”向 $z=0$ 的红包络的转变。倘若当时普遍存在着吞并或其他强环境作用，那就可以期望这种“猝灭”式的演化过程。(ii) 3×10^9 年以后缓慢的颜色演化，加上测光误差以及演化模型中残余的不确定性，使中等红移处的红包络可与许多不同的演化解释相容，包括与 E 星系的后期演化模型相容。

重要的问题是：红包络究竟一直保持到多大的红移？其随红移演化的趋势究竟如何？由于 $z > 0.2$ 时基本上已无法直接从形态上来选择早型星系，而由光学光度和颜色来选择又可能会不自觉地偏向于选取正在经历短期恒星形成的星系，因此有必要以某种更恰当的方式建立不同红移处各类星系的相对比例保持不变的统计样本。

Aragón-Salamanca 等人^[61]指出，今天各种类型的星系在近红外波段的光谱能量分布非常相似，在 $z < 1$ 的红移范围内红外 K 改正实际上与星系的形态无关，所以在 K 波段选择团样本可在相当大的红移范围内保持不同类型的星系按均匀的比例组合。这些作者对红移范围为 $0.5 < z < 0.9$ 的 10 个团作了光学-红外 (V, I, K 色) 研究。他们凭藉足够精度的测光技术导出团成员颜色的分布，以消除场星系的污染。经场星系改正后，团星系的颜色分布呈现随红移的单调变化，其主要特征如下（见图 18.4）：

(i) 在高红移处，红包络明显地向蓝移动；在 $z \sim 0.9$ 处，不存在象今天的 E 那样红的星系。这表明演化趋势不能仅仅用 B-O 效应向高红移处延伸来解释，它表征了显著的颜色演化。

(ii) 长波处的颜色——即 (I-K) 的分布具有窄的峰，对不同的团都有这种趋势。由于 (I-K) 对早先已在恒星形成的主要

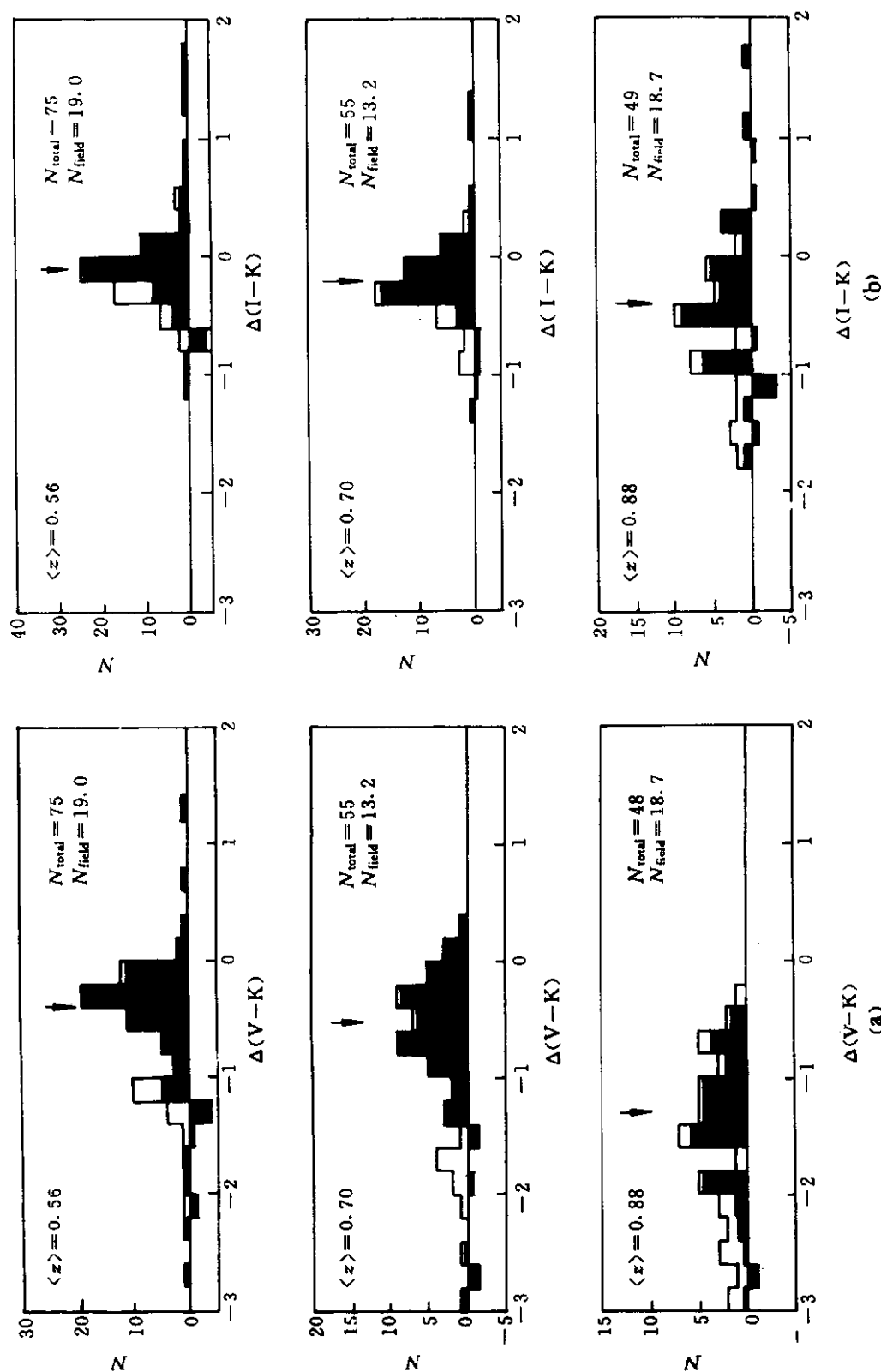


图 18.4 (a) 将 10 个团按红移相近归为三组后的 (V-K) 颜色分布。白、黑两种直方图分别相应于未作和已作场污染改正的计数结果。诸小图中的 N_{total} 为未作场改正的天体总数， N_{field} 为场天体期望数。(b) 为 (I-K) 的颜色分布，余同 (a) [61]。

阶段中诞生的老年恒星敏感，因此这一结果可能表明存在着某个非常均匀的星系族，其成员均在某个短暂的时期内形成，即它们具有共时性。(I-K)的整体分布相对较窄可能还表明不同团内不同星系中恒星的长期演化性质相当均匀。也就是说，最简单的图景乃是在某一共同时期内形成的源的被动老化。

(iii) 星系颜色分布的“蓝尾”随红移的增大而更趋明显，这表明正在经历恒星形成的星系比例增大。这也许与在较低红移处所见的 B-O 效应有着直接的联系。

总之，红包络的颜色随红移变化的趋势可直接解释为某古老星族的被动（自然）老化。该星族在 $z=2$ 之前（且可能在 $z=5$ 之后； $H_0=50$ ）曾有一场一次性的暴发式恒星形成，这与对近距椭圆星系精确测光导出的结论相符。目前，限于观测资料，类似 Aragón-Salamanca 等人^[61]这样的工作还极为鲜见；但可以预期，在 90 年代中后期将会涌现出有关红包络问题的更多的详细研究结果。

无论是 B-O 效应还是红包络，都涉及到环境对不同类型星系演化的影响，在下一节中我们还会再次谈到这一点。

6. 环境与星系形态

人们早就知道场星系多为旋涡星系 (S) 和不规则星系 (I_{rr})，团星系则拥有较多的椭圆星系 (E) 和透镜状星系 (S_0)。查明该现象的本质对了解所有各种形态的星系的起源与演化均有十分重要的意义。Oemler^[62]曾就环境对星系形态的影响作了很好的评述，此处所述的要点大多可在文^[62]中找到更详细的说明。

6.1 形态-环境关系

(1) 不同形态星系的相对数量

表 6^[62]列出各种环境下不同形态星系数目的百分比。由此表可知，随着从场到团的环境变化，起初 S 的减少恰与 S_0 的增加相抵，但在团环境下 E 的比例增高，在某些情况下 E 的数量甚至超

过 S0.

表 6 各种环境下不同形态星系相对数量的典型值

环 境	形 态 百 分 比	E	S0	S
	场	10	20	70
	贫群	10	20	70
	富群	10	30	60
	团	20	40	40

不仅如此，即使在单个富团内也有类似的趋势：不同形态的星系数比例随着团中心距而发生明显的变化. S0 的比例朝向团心而增长，在近团心处 E 的比例则增长得更快. 另外，若以星系在团内分布的局域面密度 S_{gal} 作为自变量，则 S 的比例是 S_{gal} 的减函数，S0 的比例为 S_{gal} 的增函数. 与表 6 所示的情况相似，E 的比例起初无大变化，仅当 S_{gal} 变得足够大时才明显上升，此后则增长得很快.

上述三类统计结果彼此相洽. 它们一致表明 S0 的比例随团的富度和/或环境密度逐渐递增，E 的比例则以某种更为非线性的方式增长. 但在具体运用这类结果时必须谨而慎之，因为对于较暗的星系，形态分类往往容易出错.

(2) 不同次型旋涡星系的相对数量

有证据表明不同次型旋涡星系的相对数量亦随环境而变，且变化方式与上面 (1) 中所述相仿：随着环境从场到致密团的变化，Sc 的相对数目迅速减少，Sb 的减少较慢，Sa 的比例大致不变，S0 所占比例则迅速地上升.

Giovanelli 等人^[63]研究了英仙—双鱼超团中的星系，发现晚型 S 随 S_{gal} 的增加而迅速减少，中介型 S 的比例大致不变，早型 S 的比例则在较密的环境中稍有增加.

由于沿哈勃形态序列由晚型向早型过渡时 D/B（星系盘与核球的相对大小）的平均值减小，故上述结果与早先 Dressler^[64]发现

的“在较密环境中 S 星系的 D/B 减小”相符. Solanes 等人^[65]证明在 Dressler 的资料中, 对于同一次型的 S 并不存在 D/B 随环境而变的趋势, 因此在 Dressler 的数据范围内, D/B 随 S_{gal} 变化的整体趋势必因不同次型 S 的相对比例发生变化所致.

(3) 星系的颜色

表 7^[62]概括了旋涡星系和不规则星系的颜色随环境而异的情形. 对表 7 列出的所有形态而言, 群成员星系与场星系的颜色均无可识别的差异, 团星系则明显地较红. 另一方面, E/S0 星系的颜色随环境而变化的情况则不易肯定. Caldwell 和 Oemler 曾发觉团内 E/S0 星系的颜色在富 S 的环境中要比在其他地方更蓝些, Eder 则发现 Coma 团的 S0 较场 S0 稍红些.

表 7 不同环境下旋涡星系和不规则星系颜色的典型值

哈勃型 \ 形态 颜色 B - V	场	群	团
Sa	0.77	0.78 ± 0.01	0.94 ± 0.02
Sb	0.69	0.68 ± 0.04	0.87 ± 0.03
Sc	0.57	0.57 ± 0.02	0.78 ± 0.04
Irr	0.45	0.49 ± 0.08	0.61 ± 0.07

前述 (1) ~ (3) 的三种趋势——S 的比例随环境的变化、晚型 S 的比例随环境的变化以及每种形态的平均颜色随环境的变化——累积效应造成了星系颜色随环境而变的强烈趋势. 图 18.5 概括了 f_B 随富度 (由系统内所有星系的累积光度 L_{cl} 表征, 以太阳光度为单位) 变化的趋势. 对图中的数据点作曲线拟合虽然有很大的随意性, 定性结果却非常明白: 团和富群中蓝星系的比例要比贫群和场中的少得多.

Bian 等人^[66]首次基于机编星系表 (EDSGC)、结合 UK Schmidt 望远镜的 R 色巡天, 探讨了团星系颜色随团心距的变化.

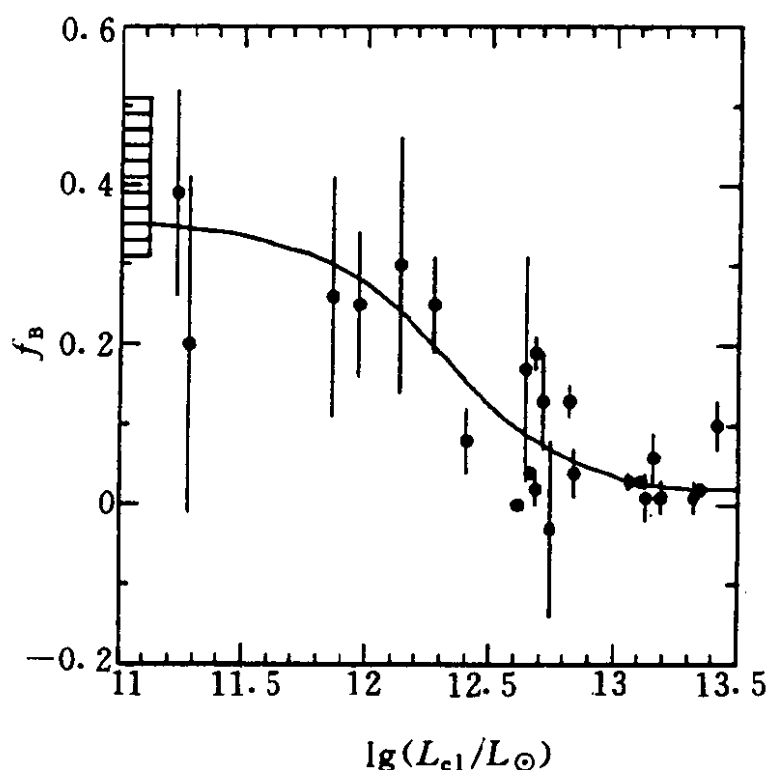


图 18.5 星系群和星系团中蓝星系所占比例 f_B 随系统的富度 (由该系统中所有星系的累积光度 L_{cl} 表征, 以太阳光度 L_{\odot} 为单位) 变化的趋势. 左侧的阴影区代表场的 f_B 值. (引自文献^[62]之图 1. f_B 的实际定义同本文 (7) 式)

样本是 UK Schmidt 巡天 349 天区内的 4 个富团, 统计结果表明在星系团中心附近蓝星系比例 f_b 较低, 由团中心往外 f_b 呈上升趋势; 在星系团的最外围部分 f_b 又有所下降. 这也许可解释为当星系向团中心内落时, 受到团中心气体的冲压作用而诱发了恒星形成, 从而导致蓝星系数增多. 最外围的星系几乎尚未受这种作用的影响, 故 f_b 并不很高; 另一方面, 太接近团中心的地方, 内落星系中的气体已基本耗尽, 无法再形成大量恒星, 故 f_b 亦不高. 目前这仅是一项尝试性的工作, 当 UK Schmidt R 巡天资料更丰富时, 当可推广到更大的天区. Bian^[67]还指出基于红星系成团性较强的特征, 可望有助于寻找中等红移的候选星系团.

(4) 旋涡星系的气体含量

场星系和团星系的气体含量有着系统的差异. Haynes^[68]以及 Kenney^[69]均对这一现象作过评述. 以某一光学等光线内的 H I 气体面密度作为原子气体含量的量度, 可知至少某些团内的某些星系的气体含量要比同形态场星系的气体含量少得多. Coma 团和另一些富度与之相仿的致密团核区的许多旋涡星系, 原子氢的含量不超过同型场星系原子氢含量的 1/10. 气体含量显著较少的星系数所占的比例、含量减少的平均值均随团心距的减小而增长. 另一方面, 在 2~3 个 Abell 半径以外则探测不到气体含量的明显减少. 再者, 气体含量减少的平均值又随哈勃型而异: S0 和早型 S 最为显著, 晚型 S 和 I_{rr} 则最不显著. 值得注意的是, 气体含量之减少似乎仅限于原子气体, 且仅限于星系的外围部分. 分子气体的含量并无显著变化, 这意味着 H I 减少并不是因为它们转化成了分子. 对 Virgo 团星系的高分辨成像观测业已表明, 气体之丧失并非同时发生在整个星系盘内, 而只是发生于星系的最外围部分.

(5) 环境影响的主要效应

通常认为有 4 种效应可导致环境对星系形态的上述种种影响, 它们是:

(i) 在许多团的中心区, 旋涡星系的原子气体盘往外延展遭到截止;

(ii) 许多团旋涡星系的恒星形成率低于同型场旋涡星系的恒星形成率;

(iii) 在较富和/或较密的环境中, 盘星系的形态分布偏向早端 (S0 端);

(iv) 椭圆星系比例的增大、以及盘星系 D/B 平均值的减小表明, 在密和/或富的环境中, “盘”和“球”的相对光度函数朝有利于“球”的方向移动.

这 4 种效应的具体情况错综复杂, 详情可参阅 Oemler 的评述^[62]. 下面介绍与这些效应有关的可能机制.

6.2 形态-环境效应的可能机制

星系的上述性质 (D/B, 气体成分, 光谱能量分布) 均与哈勃型相关. 上述的各种效应又均在同样的意义下起作用, 即在较富/较密的环境下, 星系的性质向哈勃序列的早端 (E/S0 端) 移动. 有鉴于此, 人们不免希望以某种统一的框架来一举解释所有与此有关的现象. 例如, 或者认为团星系的哈勃型、气体含量、D/B 等等都象颜色那样随宇宙时而变化; 或者认为应能找到某种物理过程, 凭藉它就可以阐明所有各种已观测到的效应. 这类想法当然符合物理学的简单性要求, 但客观的实际情况却未必那么简单. 有许多物理过程可以造成已观测到的星系性质变化. 每一种过程各在不同条件下起作用, 并对星系产生或多或少互有差异的影响.

一般说来, 对于星系不同形态之起源与演化有着三类模型, 即 (i) 后期演化模型, 假设所有星系均有类似的初始条件; (ii) 初始条件起主导作用的模型; (iii) 初始条件与后期演化并重的模型, 其中初始条件 (或很早期的演化) 决定了在高密度区中起主导作用的乃是以核球为主的星系, 后期演化则对星系形态的变化——尤其是终止星系盘的发展——起主要作用.

理解不同星系形态之间的变更, 很关键的一点乃是查明 S0 星系的本质. 然而, 人们至今还无法确切地回答 S0 究竟是和 S 还是和 E 具有共同的祖先.

按后期演化模型. S0 曾是正常旋涡星系, 后因碰撞、潮汐相遇、或与团内介质相互作用而导致气体剥离, 遂使 S 演化为 S0. 但是气体剥离机制仅在富团中心才明显起作用, 而 S0 却在场中也存在, 故该机制似难从根本上解释 S 与 S0 的差别.

在初始条件模型中, 星系形成时的环境是最关键的参量, 故 E、S 和 S0 最初就属不同类型. 具有不同恒星形成演化史的想法很符合 S 和 S0 有根本性差别的事实, 但也有事实表明, 至少在某些环境中正在进行的某些过程很可能影响最终形成的形态.

在初始条件与后期演化并重的模型中, 恒星形成由气体库提供燃料. S0 就是很早即失去燃料供应的旋涡星系, 接下来的恒星

形成耗尽了所有残余的星际气体. 气体库的瓦解机制类似于后期演化中的剥离. 潮汐“搅拌”足以瓦解在诸如疏散星系群这样的低密环境下易于破碎的气体盘外围部分.

表 8 概括了“S0 源于被剥离气体的 S”的正反两种意见^[70]. 流行的气体剥离机制则可归纳为表 9.

表 8 支持和反对 S0 是被剥离气体的 S 的证据

支	持	反	对
形态分层		场中亦有 S0	
贫气旋涡星系		形态-密度关系对各类团几乎一致	
团中有充足的 IGM		S 的 D/B 比 S0 大得多	

表 9 流行的星系气体剥离机制

气体剥离机制	星系内部起因	星系风
		无气体补充的恒星形成
	星系外部起因	星系-星系相互作用
		碰撞
		潮汐相遇
		并合
		星系-星系团相互作用
		星系-团内介质相互作用
		热蒸发
		冲压
		湍流粘滞剥离

综上所述, 星系在各种环境下都存在形态-密度关系, 这给 S 经气体剥离形成 S0 的想法 (即强调环境作用的后期演化模型) 带来了困难; 与此同时, 不同形态星系数的相对比例随密度变化徐缓则说明形态变化很可能发生在密度变化范围尚不很大的较早时期. 但是, 另一方面, 初始条件决定星系形态的模型则难解释已观测到的形态对后期演化的依赖关系. 初始条件与后期演化并重的模型能够解释很多观测现象, 因而颇具潜力, 但它多少有失简单性不免也带来了一些缺憾. 总之, 更透彻地弄清星系环境-形态关系的本质 (具体的物理机制和过程) 既是解决星系形成与演

化问题的关键之一，又是眼下尚难一举攻克的一大难题。

7. 简要的展望

本文对星系团光学研究的若干方面作了简介。总的说来，文中侧重于星系团的集体行为，而未对个别的团作详细的介绍。另一方面，限于篇幅，某些很有意义的专题（例如星系团的引力透镜效应）也未能一一顾及。

展望未来的星系团研究，天文学家们无疑应在下述诸方面作出巨大的努力：

(i) 进一步建立和完善各种类型的机编星系团表，以便最终建立更均匀的全天团样本。

(ii) 大幅度地增加星系红移测量。这对准确判定团成员、以及更确切地了解团的动力学性质都至关重要。换言之，为了更准确地回答诸如“什么是星系团”或“星系团是什么”这样基本的问题，仅对少数成员星系作抽样的红移测量肯定是不够的。新一代的多目标光谱巡天设备将为此作出巨大的贡献。

(iii) 将星系团的观测和证认推向更高的红移。一方面要证认更多的 $z \gtrsim 0.5$ 的星系团，另一方面则要突破现有的星系团红移纪录 $z \sim 1$ 。洞察在时间上回顾得更久远的星系团的状况，可望对宇宙中结构的形成与演化、星系的形成和演化作出更严格的限制。

(iv) 高红移团星系与场星系的形态观测，至今这仍是所缺少的一个重要环节。它将有助于查明星系颜色和光谱的演化与形态演化的关系，特别是与星系盘和核球之形成的关系；有助于查明星系并合所起的作用以及星暴星系的确切形态等等。这应是空间望远镜的一项重要任务。

(v) 建立更大更好的团星系样本，它应包括从紫外到近红外的光谱和颜色资料。这不仅可确定现时发现的演化趋势的可靠性，而且可据此寻找因团而异的二级效应。对 $z \sim 1$ 的星系团而言，8~10m 级的望远镜将起到很关键的作用。同时，这类望远镜还将取

得一些众所瞩目的天体的高分辨高信噪比光谱，它们将对恒星形成史模型给出更有说服力的证据。

(vi) 建立更有代表性的在各种环境下的高红移星系样本。例如，在一个天区中完备地挑选场星系、团星系、以及超团星系进行横向和纵向的比较研究。当然，能否占有如此大量的望远镜观测时间也许是个问题。

(vii) 强化不同波段、尤其是射电-光学-X 射线波段的综合性整体研究。90 年代一大批先进的空间天文观测设备陆续投入运行，无疑将会为此带来新的福音。

(viii) 理论研究的进展与宇宙学理论的整体性进展密不可分，目前对此作确切的预言相当困难。但是当前述 (i) ~ (vii) 都取得显著进展之时，理论上的新突破无疑也就即将来临。

在展望中特别值得提及的是，现有的“经典”和“机编”星系团表之原始观测依据都是施密特望远镜巡天底片，因此它们都不能摆脱照相观测固有的局限性。90 年代以来，随着 CCD 探测器和多光纤光谱测量技术的迅速发展，新一代的数字化星系红移测量“工程”便提到了议事日程上。当前的光谱巡天计划中，最先进的如有美国普林斯顿大学、芝加哥大学等单位合作的 Sloan Digital Sky Survey (简称 SDSS) 计划。它用一架 2.5m 的望远镜，可配备 600 多根光纤成批测量天体光谱。该镜视场约 7 平方度，被测天区范围约 1 万平方度。它用图象的数字信号取代照相底片，为数据的传递和计算机操作提供了极大的方便。该巡天计划预期将在 20 与 21 世纪之交完成，届时将可获得暗至 18.7^m 的 10^6 个星系（以及大量恒星和其他天体）的光谱，并得出它们的红移值。这对星系天文学和观测宇宙学家的诱惑力乃是不言自明的。

21 世纪初，在 SDSS 计划之后，我国天文学家目前正在筹划的“大天区面积多目标光纤光谱望远镜” (Large Sky Area Multi-Object Fibre Spectroscopy Telescope, 简称 LAMOST) 计划可望成为现实。LAMOST 是一架中星仪装置的卧式反射施密特望远镜，其

有效通光口径 4m, 焦距 20m, 视场达 21 平方度, 在常规观测程序下可测量暗至 20.7^m 的星系光谱, 同时使用的光纤可达 4 000 路以上。即使仅用设备设计能力的 1/3, 天体光谱获得率仍可达: 低、中分辨率光谱每 3 年 10^7 个, 高分辨率光谱每 3 年 10^6 个。这将大大推进我国在恒星、银河系、星系、星系团、宇宙大尺度结构等各个天文层次的研究工作, 并在国际竞争中形成一定的优势。

LAMOST 巡天产生的星系红移表, 将可由妥善定义的自动算法来挑选星系团。由此获得的大而完备的星系团表, 可与深度较小的 (例如 SDSS 的) 星系团表相互比较, 以确立由不同巡天建立的星系团表和团样本之间的符合性和连续性。选团的算法需具体研究和发展, 但现行的各种办法可供直接使用和借鉴。例如 matched filter 算法 (如见文献^[71]), 或 “friends-to-friends” 算法及其变种之类的更经典的技术。由此得到的星系表中, 除红移外尚可求得星系团的速度弥散与次结构、以及星系成分等重要特征。

LAMOST 巡天结果可供研究直到红移 $z \sim 0.5$ 的团演化。前已谈及, 在 $z \sim 0.3$ 处已出现团内星系成分的强烈演化 (如 *B-O* 效应); LAMOST 巡天则可系统地阐述该问题而直至 $z \sim 0.5$ 。又如, 宇宙中结构形成的不同模型对于团的平均数密度随红移的变化有着不同的预言^[72], 利用 LAMOST 红移巡天资料建立的团样本将成为检验这些模型的重要依据。该红移巡天还可用来研究星系团的富度分布、次级成团性、以及星系成分等随红移的变化; 团的各种性质之间的相关性随红移的变化则对研究团的演化具有特别重要的意义^[73]。

如何有效地估计暗至 LAMOST 巡天极限 (20.7^m) 的星系团数目? SDSS 报告针对他们自己的计划说道: “我们预期有多少个团? 在本光谱巡天的极限 (18.7^m) 处, 所能获得的最亮团星系红移 z 约可到 0.3~0.4, 一个 *L*_{*} (平均光度) 团星系的红移 z 亦可到 ~ 0.1 。因此, 在 $z \sim 0.2$ 处, 本 3 维巡天至少将能获得几个 (约 3~5 个) 团星系的红移。按照 Abell 团表的比例, 这样的团的数

目, 对于富度 $R \geq 1$ 约为 1 000, 对于 $R \geq 0$ 则约为 2 000。对于 $z \leq 0.4$, 至少能测到最亮成员星系红移的星系团数增加到 $3 \sim 4 \times 10^3$ 。本巡天中的富团 ($R \geq 1$) 面密度, 对于 $z \leq 0.2$ 预期为每平方度 ~ 0.1 ”。据此相比似可认为, LAMOST 巡天将能得到不少于 $\sim 5 \times 10^3$ 个星系团。

参 考 文 献

- [1] Bahcall N A. Clusters of Galaxies. ARA&A, 1977, 15 : 505~540
- [2] Sarazin C L. X-ray Emission from Clusters of Galaxies. Cambridge : Cambridge Univ. Press, 1988
- [3] Abell G O. The Distribution of Rich Clusters of Galaxies. ApJS. 1958, 3 : 211~288
- [4] Zwicky F, Herzog E, Wild P, et al. Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, Vols. 1-6. Pasadena: Calif. Inst. Technol., 1961-1968
- [5] Shectman S A. Clusters of Galaxies from the Shone—Wirtanen Counts. ApJS, 1985, 57 : 77~90
- [6] Abell G O, Corwin H G Jr, Olowin R P. A Catalog of Rich Clusters of Galaxies. ApJS, 1989, 70 : 1~138
- [7] Scaramella R, Zamorani G, Vettolani G, et al. A Comparison of ACO and Abell Catalogs of Clusters. AJ, 1991, 101 : 342~353
- [8] Heydon-Dumbleton N H, Collins C A, MacGillivray H T. The Edinburgh/Durham Southern Galaxy Catalogue — II. Image Classification and Galaxy Number Counts. MNRAS, 1989, 238 : 379~406
- [9] Collins C A, Nichol R C, Lumsden S L, The Edinburgh-Durham Southern Galaxy Catalogue — III. $w(\theta)$ from the Full Survey. MNRAS, 1992, 254 : 295~300
- [10] Maddox S J, Efstathiou G, Sutherland W J, et al. Galaxy Correlations on Large Scales. MNRAS, 1990a, 242 : 43p~47p
- [11] Maddox S J, Sutherland W J, Efstathiou G, et al. The APM Galaxy Survey — I. APM Measurements and Star—Galaxy Separation. MNRAS, 1990b, 243 : 692~712

- [12] Dalton G B, Efstathiou G, Maddox S J, et al. Spatial Correlations in a Redshift Survey of APM Galaxy Clusters. *ApJ*, 1992, 390 : L1~L4
- [13] Bahcall N A. Large-Scale Structure in the Universe Indicated by Galaxy Clusters. *ARA&A*, 1988, 26 : 631~686
- [14] Bahcall N A, Soneira R M. The Spatial Correlation Function of Rich Clusters of Galaxies. *ApJ*, 1983, 270 : 20~38
- [15] Nichol R C, Collins C A, Guzzo L, et al. The Edinburgh — Durham Southern Galaxy Catalogue — V. The Cluster Correlation Function. *MNRAS*, 1992, 255 : 21p~24p
- [16] Guzzo L, Collins C A, Nichol R C, et al. The Distribution of Rich Clusters of Galaxies in the South Galactic Pole Region. *Ap. J*, 1992 393 : L5~L8
- [17] van de Weygaert R. Quasi-Periodicity in Deep Redshift Surveys. *MNRAS*, 1991, 249 : 159~163
- [18] Dagkesamanskii R D, Konyukov M V. Clusters of Galaxies. In: Kuz'min A D, ed. *Clusters of Galaxies and Extragalactic Radio Sources*. New York: Nova Science Publishers, 1990, 1~49
- [19] Kent S M, Gunn J E. The Dynamics of Rich Clusters of Galaxies. I. The Coma Cluster. *A. J*, 1982, 87 : 945~971
- [20] 赵君亮, 潘容士, 黄松年等. Coma 星系团的研究 1. 成员星系的确定和讨论. *天文学报*, 1988, 29 : 359~366
- [21] 赵君亮, 潘容士, 黄松年等. Virgo 星系团的视向速度成员研究. *天体物理学报*, 1990, 10 : 315~322
- [22] Giovanelli R, Haynes M P. Redshift Surveys of Galaxies. *ARA&A*, 1991, 29 : 499~541
- [23] Dressler A, Shectman S A. A Catalog of 1268 Radial Velocities in 15 Rich Clusters. *AJ*, 1988a, 95 : 284~297
- [24] Dressler A, Shectman S A. Evidence for Substructure in Rich Clusters of Galaxies from Radial-Velocity Measurements. *AJ*, 1988b, 95 : 985~995
- [25] Zabludoff A I, Huchra J P, Geller M J. The Kinematics of Abell Clusters. *ApJS*, 1990, 74 : 1~36

- [26] Colless M, Hewett P. The Dynamics of Rich Clusters I. Velocity Data. MNRAS, 1987, 224 : 453~472
- [27] Teague P F, Carter D, Gray P M. The Dynamics and Structure of Rich Clusters of Galaxies. I. Velocity Data. ApJS, 1990, 72 : 715~753
- [28] Guzzo L, Nichol R, Collins C, et al. A Redshift Survey of Automatically Selected Clusters of Galaxies. ESO Messenger, 1990 (60) : 45~48
- [29] Zwicky F. Morphological Astronomy. Berlin: Springer—Verlag, 1957
- [30] Abell G O. Clusters of Galaxies. In: Sandage A, Sandage M, Kristian J, eds. Galaxies and the Universe. Chicago: University of Chicago Press, 1975. 601~645
- [31] Schechter P L. An Analytic Expression for the Luminosity Function for Galaxies. ApJ, 1976, 203 : 297~306
- [32] Binggeli B, Sandage A, Tammann G A. The Luminosity Function of Galaxies. ARA&A, 1988, 26 : 509~560
- [33] 潘容士, 赵君亮, 刘汝良. 星系团及团内成员星系的研究进展 (I). 天文学进展, 1991, 9 : 211~220
- [34] Colless M. The Dynamics of Rich Clusters II. Luminosity Function. MNRAS, 1989, 237 : 799~826
- [35] Cavaliere A, Colafrancesco S. Cosmogony with Clusters of Galaxies. In: Oegerle W R, Fitchett M J, Danly L, eds. Clusters of Galaxies. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990, 43~64
- [36] West M J. Cosmogony and the Structure of Rich Clusters of Galaxies. In: Oegerle W R, Fitchett M J, Danly L, eds. Clusters of Galaxies. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990. 65~109
- [37] Lucey J R, Currie M J, Dickens R J, et al. The Centaurus Cluster of Galaxies - III. Its Structure and the Distribution of the Different Galaxy Types. MNRAS, 1986, 222 : 427~447
- [38] Bothum G D, Geller M J, Beer T C, et al. The Cancer Cluster: An Unbound Collection of Groups. ApJ, 1983, 268 : 47~55
- [39] Fitchett M J. The Dark Matter Distribution in Clusters. In: Oegerle

- W R, Fitchett M J, Danly L, eds. *Clusters of Galaxies*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990, 111~137
- [40] 赵君亮, 潘容士, 何燕萍. Coma 星系团的研究 4. 结构与次团结构. 天体物理学报, 1993, 13 : 116~124
- [41] Sandage A. Properties of Galaxies in Groups and Clusters. In: Oegerle W R, Fitchett M J, Danly L, eds. *Clusters of Galaxies*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990. 201~230
- [42] Newberry M V, Kirschner R P, Boroson T A. Spectra of Galaxies in Clusters. I. The Butcher-Oemler Effect. *ApJ*, 1988, 335 : 629~643
- [43] Newberry M V, Boroson T A, Kirschner R P. Spectra of Galaxies in Clusters. II. Models for the Spectra of Postburst and Stripped Galaxies. *ApJ*, 1990, 350 : 585~596
- [44] Oemler A Jr. The Systematic Properties of Clusters of Galaxies I. Photometry of 15 Clusters. *ApJ*, 1974, 194 : 1~19
- [45] 赵君亮, 黄松年, 潘容士等. Coma 星系团的研究 3. 维里质量和运动学分析. 天体物理学报, 1991, 11 : 119~127
- [46] 赵君亮, 潘容士, 何燕萍. Virgo 星系团的 Virial 质量和运动分析. 天体物理学报, 1992, 12 : 107~113
- [47] Gunn J E, Hoessel J G, Oke J B. A Systematic Survey for Distant Galaxy Clusters. *ApJ* 1986, 306 : 30~37
- [48] West M J, Rothuns G D. A Reanalysis of Substructure in Clusters of Galaxies and Their Surroundings. *ApJ*, 1990, 350 : 36~72
- [49] Ellis R S. Spectroscopy of Large Numbers of Faint Galaxies. In : Kron, R G, ed. *ASP Conf. Ser. 10, Evolution of the Universe of Galaxies; Edwin Hubble Centennial Symposium*. San Francisco: ASP, 1990, 248~264
- [50] Bower R C, Lucey J R, Ellis R S. Precision Photometry of Early-Type Galaxies in the Coma and Virgo Clusters: A Test of the Universality of the Colour-Magnitude Relation I. the Data. *MNRAS*, 1992a, 254 : 589~600
- [51] Bower R C, Lucey J R, Ellis R S. Precision Photometry of Early-Type Galaxies in the Coma and Virgo Clusters: A Test of the Univer-

- salinity of the Colour-Magnitude Relation II. Analysis. MNRAS, 1992b, 254 : 601~613
- [52] Butcher H, Oemler A Jr. The Evolution of Galaxies in Clusters II. The Galaxy Content of Nearby Clusters. ApJ, 1978, 226 : 559~565
- [53] Koo D C. Multicolor Photometry of the Red Cluster 0016+16 at $z = 0.54$. ApJ, 1981, 251 : L75~L79
- [54] Dressler A. Evolution of Cluster Galaxies Since $z=1$. In: Faber S M, ed. Nearly Normal Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1987, 276~289
- [55] Gunn J E. Galaxy Evolution in High Density Environments. In: Frenk C S, Ellis R S, Shanks T, et al., eds. The Epoch of Galaxy Formation. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1989, 167~178
- [56] Dressler A, Gunn J E. Spectral Evolution of Cluster Galaxies. In: Kron R G, ed. Evolution of the Universe of Galaxies: Edwin Hubble Centennial Symposium. San Francisco: ASP, 1990, 200~208
- [57] 卞毓麟, 刘健. 星系团演化的 Butcher—Oemler 效应. 天文学进展, 1993, 13 : 13~26
- [58] Trevese D. Evolutionary Effects in Cluster Galaxies. In: Flin P, Duerbeck H W, eds. Morphological Cosmology. Berlin: Springer-Verlag, 1989, 71
- [59] Lavery R J. Interactions in “Butcher-Oemler” Clusters, In: Wieden R, ed. Dynamics and Interactions of Galaxies. Berlin: Springer-Verlag, 1990. 30~33
- [60] O’Connell R W. The Red Envelope and the Age of the Universe. In: Kron R C, Renzini A, eds, Towards Understanding Galaxies at Large Redshift. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. 177~185
- [61] Aragón-Salamanca A, Ellis R S, Couch W J, et al. Evidence for Systematic Evolution in the Properties of Galaxies in Distant Clusters. MNRAS, 1993, 262 : 764~794
- [62] Oemler A Jr. Environmental Influences on Galaxy Morphology. In: Fabian A.C, ed. Clusters and Superclusters of Galaxies. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1992. 29~47
- [63] Giovanelli R, Haynes M P, Chincarini G L, Morphological Segrega-

- tion in the Pisces—Perseus Supercluster. *ApJ*, 1986, 300 : 77~92
- [64] Dressler A. Galaxy Morphology in Rich Clusters; Implications for the Formation and Evolution of Galaxies. *ApJ*, 1980, 236 : 351~365
- [65] Solanes J M, Salvador-Solé E, Sanromà. The Luminosity of Galactic Components and Morphological Segregation. *AJ*, 1989, 98 : 798~805
- [66] Bian Yulin, Liu Jian, Zou Zhenlong. A Statistical Study of Galaxy Colours of Rich Clusters in the UK Schmidt Telescope Survey Field 349. In: Börner G, Buchert T, eds. *Proc. of the 4th MPG-CAS Workshop on High Energy Astrophysics*. Munich: Max-Planck-Institut Für Astrophysik, 1993, 183~192
- [67] Bian Yulin. A Potential Technique to Find Candidates of Distant Clusters of Galaxies. In: Sato H, Nakamura T, eds. *Proc. of the Sixth Marcel Grossman Meeting on General Relativity*. Singapore: World Scientific, 1992, 958~960
- [68] Haynes M P. Evidence for Gas Deficiency in Cluster Galaxies. In: Oegerle W R, Fitchett M J, Danly L, eds. *Clusters of Galaxies*. Cambridge: Cambridge Univ, Press, 1990. 177~199
- [69] Kenney J D P. The Effects of Environment on the Cool Phase of the Interstellar Medium in Galaxies. In: Thronson H A, Shull J M, eds. *The Interstellar Medium in Galaxies*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1990. 151~180
- [70] Harnes M P. Morphology and Environment. In: Dickey J M, ed. *The Minnesota Lectures on Clusters of Galaxies and Large-Scale Structure*. San Francisco: ASP, 1988. 71~95
- [71] Gunn J E. Distant Clusters as Cosmological Laboratories. In: Oegerle W R, Fitchett M J, Danly L, eds. *Clusters of galaxies*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990. 341~357
- [72] Peebles P J E, Daly R, Juskiewicz R. Masses of Rich Clusters of Galaxies As a Test of the Biased Cold Dark Matter. *ApJ* 1989, 347 : 563~574
- [73] Dressler A. The Evolution of Galaxies in Clusters. *ARA&A*, 1984, 22 : 185~222

十九、星系的形成

马 骅

(中国科学院北京天文台)

1. 引言

星系是构成宇宙的基本单元。星系形成理论是当代宇宙学和天体物理学中最为重要和尚未解决的研究领域之一。

星系形成理论的研究，对于宇宙学的进一步发展意义重大。能否在热大爆炸宇宙学的框架下，从均匀各向同性的宇宙背景中形成星系、星系团等高密度的不均匀结构，不仅是对热大爆炸宇宙学的一个关键性的考验，而且与诸如哈勃常量 H_0 ，宇宙减速因子 q_0 和宇宙常数 Λ 等重要参量的测定，与宇宙中物质组成的研究等，都有密切的联系。不仅如此，进视界扰动谱可能直接与宇宙暴胀时期的特征有关，对扰动谱的观测研究将有助于对暴胀机制的理解。

星系形成理论的研究，对于理解与星系有关的多方面的丰富的观测事实也有重要的意义。星系为什么有不同的哈勃类型，星系类型又为何与星系环境有关？星系在大尺度上的分布和运动特性是什么？星系是什么时候形成的？在目前有可能或将能观测到的红移在 $0 \sim 5$ 范围内宇宙的特征是什么？星系与各种星系核活动现象到底是什么关系？为什么星系和星系核活动都有强烈的宇宙学演化？所有这些重大的观测课题都与星系形成理论的研究紧密相关。

星系的形成包含着两方面的内容：一方面，作为宇宙中结构形成理论的一部分，星系形成理论要探讨在均匀各向同性热宇宙

的背景下质量聚集并形成独立星系的过程。另一方面，星系是由大量恒星组成的可观测客体，在现代先进的观测技术的帮助下，有可能直接研究星系中恒星形成等星系耗散形成过程。

质量聚集过程，特别是它的线性发展阶段和非线性发展的初期阶段，是由初始条件和单纯的引力相互作用所制约的物理过程，20 世纪 80 年代中已发展出一些由少数参数所描述的理论模型，对结构的形成和发展作出了明确的预言，并经受了一些观测事实的检验。目前，在众多的基本问题上，已达成了相当的共识，取得了很大的成功。但是，观测与理论的对比，也反过来对一些基本假设提出了疑问。目前，没有一个能与一切观测事实相容的模型。特别使人难堪的是，宇宙中 90% 以上的物质到底是什么也不清楚，宇宙常数的作用，暴胀的机制等基本问题也尚未解决。

星系形成过程的可观测阶段，目前已积累了极为丰富的观测结果。观测技术的迅速发展，导致宇宙的可观测时空范围急剧加大。同时，多个波段对天体同时观测，导致了对天体本质的深刻理解。星族综合理论的发展和星暴过程的发现，使得对星系中恒星形成过程的研究，有了更为可靠的理论基础。尽管如此，许多对星系观测的结果大大超出了人们的预料，从而使得这一研究成了最富有挑战性的前沿领域。

星系形成理论研究的上述两方面内容，是互相关连而又有明显区别的。前者在某种意义上可以作为后者的初始条件，但难于进行直接的观测研究。后者的研究，既需要在前者宽广的背景下进行，又会对前者提出一些观测限制。在结构形成理论中存在的某些难于解决的困难，在考虑了气体动力学和恒星形成过程后不再成为问题。一些复杂而难于理解的观测现象，又可以从结构形成的框架中得到一些启示。

也许，20 世纪 90 年代星系形成理论研究将表现为上述两个方面的更为有机的综合。一方面，观测到的空间时间范围将进一步扩大，并对更为广泛的观测现象作出唯象的描述。另一方面，又

将向更深方向发展, 寻本求源, 探求宇宙形成初期的基本特征、基本物质组成.

在这种情况下, 简要地把星系形成理论的两个主要方面综合地作一简要介绍, 也许是有益的.

2. 早期宇宙与初始扰动谱

2.1 引力不稳定性与早期宇宙

在原本均匀各向同性背景中, 由微小的密度扰动经过引力放大发展而成星系的概念, 有着很长的历史. 早在 1754 年, 康德就曾非常自信地指出: “在银河系……深不可测的空间中, 假定在某点附近由于某种原因, 从混沌中形成了自然界的某个初始结构, 集结了巨大质量并产生对周围物质的巨大吸引力, 则这将迫使该点周围巨大球体内的整个系统向中心下落, 逐渐建立起尺度很大的完整系统……观测可以毫无疑义地证实这一推想”.

但是, 引力不稳定性理论研究, 一直拖到了本世纪初年, 才由 Jeans 给出明确的表述. 把引力不稳定性理论, 用于正在膨胀中的宇宙, 这一任务是由 Lifshitz 在 40 年代中期完成的. 他的主要结论是, 由于宇宙的膨胀削弱了引力作用, 在物质为主的阶段, 密度反差

$$\frac{\delta\rho}{\rho}(x) = \frac{\rho(x) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (1)$$

在引力不稳定性作用下增大的速度, 与宇宙尺度因子的增长速度成正比

$$\delta\rho/\rho \propto a \propto (1+z)^{-1} \quad (2)$$

Lifshitz 这一引力不稳定性增长速度较慢的结论, 对于结构形成理论至关重要. 涨落理论告诉我们, 一个由 N 个粒子组成的系统, 其随机涨落的幅度

$$\delta N/N \propto N^{-1/2}$$

体系愈大, 在均匀背景下由随机涨落造成的扰动幅度愈小. 假设

星系是从原初均匀的背景中通过随机涨落产生，一个亮星系约包含有 $10^{12} M_{\odot}$ ，即 10^{69} 质子， $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 10^{-34}$ ，而物质为主阶段开始时的红移值也不过 6 000 左右，要从随机扰动产生星系是绝对不可能的，简单的讨论就对小扰动增长形成宇宙结构的思想提出了如下严峻的问题：

- 1) 宇宙中的物质分布在早期是否是均匀的和弥散的？
- 2) 如果是的话，有没有能形成星系的原初扰动？

20 世纪 40 年代末 50 年代初，对于第一个问题出现了两种绝然相反的回答；1948 年由 Bondi, Gold 和 Hoyle 提出了稳恒态宇宙学，他们认为宇宙应当遵循“完满宇宙学原理”，即不仅在所有的空间位置和所有方向上，而且在所有的时代看来，宇宙都是相同的，宇宙物质在遥远的过去与现在之间，不需要也不允许有显著的状态改变，即宇宙物质从来就没有弥散过，星系形成的问题自然也就不复存在。与此相反，1949 年由 Gamov P R 提出的热大爆炸宇宙学则断言，宇宙早期物质是微热、弥散的。

1965 年 Penzias 和 Wilson 偶然发现的宇宙背景辐射，是对于热大爆炸宇宙学的极有力的支持。

如果微波背景辐射是宇宙学起源的，那么尽管今日微波背景辐射温度很低，但是由于宇宙的膨胀，在早期光子的温度应与尺度因子成反比而温度很高，高能光子能与物质发生相互作用，因此宇宙逐渐冷却和物质对光由不透明变成透明的具体过程会影响光子的能谱分布，在讨论这种物质对辐射影响时，最关键的物理量是重子数密度与熵密度之比，其观测值为：

$$B \equiv \frac{n_b}{S} = 3.81 \times 10^{-9} (\Omega_B \cdot h^2)$$

式中 Ω_B 是重子密度与宇宙临界密度之比， h 为以 $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ 为单位的哈勃常量。

由于 B 值很小，即每一个重子的比熵十分巨大，因此一旦重子物质与光子间存在显著的热接触，物质的温度就必定与光子保

持一致，即氢复合前物质和辐射处于热平衡状态，其最重要的特点是，不管宇宙冷却过程如何，物质从对光不透明到变为透明的过程如何，辐射永远为黑体辐射。

微波背景辐射在相当宽的频率范围内和相当高的精度上确实具有黑体辐射性质，这一观测事实成为对热大爆炸宇宙学的强烈支持，而用稳恒态宇宙学解释高度各向同性又是严格黑体谱的辐射，遇到了重重困难。

如果早期宇宙物质和辐射一直处于热平衡状态，且温度与尺度因子成反比，则在尺度因子很小时，宇宙温度可以高达 10^9K ，这时将发生轻元素的宇宙学核合成，这大大爆炸宇宙学的理论预言，在愈来愈高的精度上被观测所证实，成了支持热大爆炸宇宙学的另一支柱。

热大爆炸宇宙学的确立，正如 Zeldovich 所说的，使得“宇宙始自高密度而演化的图象能够靠物理定律进行研究，宇宙学已成为物理的科学”。

肯定地回答了早期宇宙中物质是均匀的和弥散的，同时也就要求早期宇宙必须提供能够形成星系和其它宇宙结构的种子，目前存在两种可能的种子，一种是由早期相变产生的拓扑缺陷，另一种是早期宇宙爆胀时期产生的原初扰动，本文将集中讨论后一种可能性。

2.2 进视界扰动谱

在热大爆炸宇宙学的框架下，宇宙中的结构形成问题是一个初值问题，早期宇宙是炽热的和弥散的，但是存在着某种原初扰动作为种子，发展成为今日观测到的各种结构。

初始时刻的选择，需要作适当的讨论，在热大爆炸宇宙学框架下，各种不同的尺度由小到大陆续进入视界，在进入视界之前，该尺度内各点之间没有明确的因果联系，其物理的描述与规范有关，进入视界之后，与宇宙参数和宇宙组成有关的多种微观物理过程将发生作用而改变小扰动的状态，星系尺度进入视界时宇宙

的年龄已达数十年，因此形成星系的原初扰动如果存在，必须在该尺度进入视界时就已存在。这样，对初始时刻的一个自然的选择，就是尺度进入视界的时刻。这一时刻的扰动幅度与对应尺度的一一对应关系，给出了进视界扰动谱。注意，不同尺度进视界时刻不同，因此进视界扰动谱不是某一固定时刻的谱。

要求得结构形成问题作为初值问题的解，需要了解：

(1) 宇宙学诸参量，包括宇宙的密度（或其与临界密度之比 Ω ），宇宙的膨胀速度（以 $h = \frac{H_0}{100}$ 表示）等参量。

(2) 宇宙的组成。

(3) 进视界扰动谱。

(1)、(2) 两者在一定程度上可以通过观测确定，(3) 也可唯象地设定，然后通过求得的解与观测比较进行修正。但是作为寻根求源的理论，也希望讨论这些初条件如何由更早期的宇宙所决定。热大爆炸理论在宇宙年龄为 3min 左右经受了核合成观测的检验，温度为 10^9K 左右时的物质性质也为现代物理所充分了解。但往更早期外推时，经典大爆炸宇宙学遇到了许多重大的困难，而这些困难又与甚高能粒子物理学的不确定性有关。20 世纪 80 年代以前，缺少对更早期宇宙的认识，对上述要求的初条件也缺乏明确的回答。因此这一阶段的结构起源理论多数是唯象的理论。20 世纪 80 年代以来理论与观测的进展，使得初条件的设置成为可能，结构形成理论才变成了由少数参量描述的严格物理理论。这一发展的关键，是暴胀宇宙学的提出。在认真地分析了经典大爆炸宇宙学的众多疑难的同时，根据粒子物理学的最新进展，暴胀宇宙学认定，在宇宙年龄为 10^{-35}s 左右有一个暴胀的阶段，即尺度因子指数增大的短暂阶段，结果造成了 (1) 宇宙密度参数 $\Omega_0 = 1 + O(10^{-\text{Big}})$ ，即宇宙密度在很高的精度上与临界密度一样。(2) 进视界扰动谱应接近尺度无关谱，即任意尺度进入视界时扰动幅度是一样的，与尺度大小无关。(3) 虽然轻元素的宇宙学核

合成理论要求重子物质密度应满足 $0.010 \leq \Omega_b h^2 \leq 0.016^{[1]}$, 即非重子暗物质在宇宙中应占据主导地位, 但造成宇宙暴胀的同一粒子理论中可以提供多种可能的非重子暗物质。

虽然宇宙暴胀的基本概念已被普遍接受, 而且成为一个有力的论证支持 $\Omega_0 = 1$. 但到目前为止, 还没有一个被广为接受的暴胀理论. 甚至可以说, 如果我们想得到任何一种进视界扰动谱, 而不加太多的限制, 那么就可以根据这种要求构造出一个暴胀模型. 因此暴胀宇宙对进视界扰动谱的启示不能作为选择谱型的依据, 到目前为止它还只能看成一个唯象的谱. 由于引力理论自身没有任何特定的尺度, 因此对进视界扰动谱的最自然假设是幂律谱

$$\delta_H^2(k) \propto k^n \quad (3)$$

式中 $\delta_H(k)$ 表示进视界时刻密度反差的傅里叶分量. $n=1$ 时的谱称为绝热扰动的尺度无关谱或 Harrison-Zeldovich 谱. 即进视界时的密度反差幅度与尺度无关。

尺度无关谱在结构形成理论中占据重要的地位. 因为在把结构形成理论与观测比较时面临一个基本的困难. 正如 Van Hove 所指出的^[2], “虽然天文学和粒子物理学的情况有很大不同, 但二者都面临着同样的问题, 即最基本的过程是无法观测的, 只能据早期过程遗留下的“化石”来重新构造出来”. 星系是扰动发展到高度非线性阶段的产物, 理论与观测的比较有较大的不确定性. 如果进视界扰动谱是尺度无关谱, 那么通过观测今天仍处于线性阶段的大尺度扰动的特征, 可以估计大尺度与星系尺度所共有的进视界时的扰动幅度, 使得对星系尺度的研究有一个较为确切的起点. 而对各种不同尺度的观测, 也可与有确切预言的尺度无关谱进行比较, 从而估计进视界扰动谱与尺度无关谱偏离的情况, 进一步改进结构形成理论。

尺度无关谱的采用, 受到某些暴胀宇宙模型的启示. 实际上, 理论的启示只表明扰动谱是近似与尺度无关的. 只有研究尺度限

于较窄的范围内时, 尺度无关谱才是好的近似. 事实上只要幂指数 n 与 1 略有不同, 就能在尺度相差很大时引入显著的效果. 过去能够测量扰动幅度的最大尺度只有 $100h^{-1} \cdot \text{Mpc}$. 1992 年初 COBE 卫星对 10° 左右微波背景起伏的首次发现^[3], 一下子把可观测尺度扩展到 $1\,000h^{-1}\text{Mpc}$ 的量级, 因此讨论谱与尺度无关谱偏离程度的时机已趋成熟. Liddle et al^[4] 讨论了能产生幂律谱的几种暴胀宇宙模型, 并通过广泛的分析各种有关观测, 试图确定谱指数和偏袒因子的最佳选择. 本文限于基本理论的介绍, 将不作更细致的讨论. 只列出 Liddle et al^[4] 的主要结论: 在 $[n, b]$ 平面上目前适用于多种观测的最佳范围是以 $\{0.7, 1.6\}$, $\{1, 1.6\}$, 和 $\{1, 1\}$ 为顶点的三角区域之内. 适当减小谱指数 n 可以增大在大尺度上的扰动幅度, 从而保留较大的偏袒因子. 当然, 这只是试图拟合多方面观测事实的可能改进方案之一. 现在判断什么是最佳方案还为时过早.

2.3 宇宙的组成及对应特征时刻

虽然对于研究每一个尺度来说, 以该尺度进入视界的时刻作为起点最能反映早期宇宙的特征, 能够避开进入视界之后各种微观物理的干扰, 因而在讨论宇宙暴胀和结构形成关系时, 进视界扰动谱最为适用, 但在把结构形成理论与各类天体观测特性相比时, 更为方便和实用的选择是选定宇宙发展历史上的单一固定时刻, 并定义该时刻的扰动谱.

这一特定时刻的选择依赖于宇宙的组成.

如果宇宙是由我们熟知的重子物质为主, 由于它们的质量很大, 在宇宙早期就变成了非相对论粒子, 但由于重子物质在电离状态下因汤姆孙散射过程而与辐射互相耦合. 所以对重子物质来说, 最重要的时刻是氢复合时刻. 凡在复合之前进入视界的重子物质密度扰动, 都将受到 Silk 阻尼而受到抑制, 只有复合之后才能按照 Lifshitz 的扰动线性增长理论发展. 由于暴胀理论和轻元素核合成理论表明重子物质只占宇宙密度的很小一部分, 在这里

不作更多的讨论。

宇宙主要由非重子暗物质组成。对于每种暗物质来说，最重要的时刻有两个：暗物质与其他物质如光子的解耦时刻 t_{dec} ；暗物质粒子变成非相对论粒子的时刻 t_{nr} 。如果 $t_{\text{nr}} \ll t_{\text{dec}}$ ，即解耦时粒子已变成非相对论性，则粒子的数密度比光子数密度小很多，要对宇宙质量密度作出贡献其质量必定很大，这些解耦的粒子称为冷暗物质。反之，如果 $t_{\text{nr}} \gg t_{\text{dec}}$ ，即退耦时暗物质仍然是相对论性的，则粒子数密度应与光子数密度相近，其质量很小，典型的例子是有质量的中微子，这时的暗物质称为热暗物质。

以冷暗物质为主的宇宙，结构形成史上最重要的时刻是物质与辐射的密度相等的时刻。以该时刻红移 z_{eq} 表示。

$$1 + z_{\text{eq}} = 2.326 \times 10^4 (\Omega_0 h^2)$$

在此时刻之前，由于光子成份占据主导地位，扰动不能发展。

在热暗物质为主的宇宙中，最重要的时刻是有质量的中微子变为非相对论粒子的时刻，以对应红移表示为^[5]

$$1 + z_{\text{nr}} \simeq 2000 m_\nu c^2$$

式中 $m_\nu c^2$ 以 eV 为单位。

最后应该注意的是特定尺度进入视界的时刻。以特征尺度的共动波数表示有^[5]

$$1 + z_{\text{hor}} \simeq \begin{cases} 10^5 k & z_{\text{hor}} > z_{\text{eq}} \\ 4 \times 10^5 \frac{k^2}{\Omega h^2} & z_{\text{hor}} < z_{\text{eq}} \end{cases}$$

式中 k 以 Mpc^{-1} 为单位。

简单的计算表明，比富星系团小的尺度都在 z_{eq} 之前很久就进入了视界。

2.4 初始扰动谱与转换函数

现代结构形成理论认为暗物质是宇宙的主要成份。根据上一节的讨论，可以选定物质和辐射密度相等的时刻，作为结构形成的初始时刻，并定义该时刻的扰动谱为初始扰动谱。

把进视界扰动谱 $\delta_H(k)$ 转化为初始扰动谱需要考虑有各种组成的早期宇宙中引力不稳定性的发展, 即需要考虑在辐射为主的宇宙中光子对引力不稳定性的抑制, 热暗物质粒子的自由流动阻尼等过程. 这时, 可以引入转换函数 $T(k)$, 使得初始扰动谱

$$P(k) = \frac{k^3}{2\pi^2} |\delta_k|^2$$

可以用 (3) 式定义的进视界扰动谱表示为^[5]

$$P(k) = \left(\frac{k}{aH} \right)^4 T(k)^2 \delta_H(k)^2 \quad (4)$$

$$\propto \begin{cases} k^{n+3} & \text{当 } T(k) = 1 \\ k^{n_{\text{eff}}+3} & \text{当 } T(k) \neq 1 \end{cases}$$

式中 n 是 (3) 式引入的进视界扰动谱的谱指数, 在考虑了转换函数之后, $P(k)$ 不再是 k 的简单幂函数, 但可在不同的 k 附近作近似幂律展开而类似定义 n_{eff} .

$T(k)$ 描述进视界谱与初始扰动谱之间的变换, 它因尺度和宇宙组成不同而不同. 对于比富星系团更大的尺度即 k 很小时, 需要讨论视界外扰动的发展. 这时与规范有关, 还需要区分绝热扰动与等曲率扰动. 一般采用同步规范, 令视界外 $\zeta = \frac{\delta\rho}{\rho_0 + P_0}$ 作为守恒量, 讨论两种模式扰动的发展. 一般来说, 绝热扰动在物质为主时的增长规律也是 $\delta \propto (1+z)^{-1}$, 因此在 k 很小时, 可以取 $T(k) = 1$, $k \ll k_{\text{hor,eq}}$.

比富星系团小的各种尺度, 在 z_{eq} 之前已进入视界, 可以在牛顿近似下讨论引力不稳定性的发展. 注意, 与 Lifshitz 对膨胀宇宙中 Jeans 不稳定性的讨论相比, 要考虑辐射为主的影响, 也要考虑热暗物质粒子是无碰撞粒子, 理想流体假设不能成立. 因此对各种不同宇宙组成, 转换函数采取不同的形式.

在冷暗物质为主的情况下, 因为辐射占据主导地位, 宇宙的膨胀速度要比宇宙由单一物质组成时快, 而宇宙的膨胀会削弱引力的作用, 因此扰动的增长要进一步减慢.

在热暗物质为主的情况下, 无碰撞热中微子的自由流动将使小尺度扰动幅度几乎减少到零, 因此结构形成的图象与冷物质为主的情况相反, 大尺度先得到发展, 然后分裂碎化得到小尺度结构.

在给定宇宙学参数和宇宙的组成以后, 可以严格地计算转换函数. 为了便于与观测比较, 常常用多参数拟合的渐近表达式表示转换函数. 不同的文献给出的拟合形式不同, 从而在同一尺度上可能引入相当的误差, 而且适用的共动波数范围也各有不同, 在选取具体表达式时应当注意.

对于 $\Omega_B \rightarrow 0$ 的标准冷暗物质模型来说, Bardeen et al^[6] 给出的形式被认为是最为精确的.

$$T(k) = \frac{\ln(1+2.34q)}{2.34q} [1 + 3.89q + (16.1q)^2 + (5.46q)^3 + (6.71q)^4]^{-1/4} \quad (5)$$

式中 $q = \frac{k\theta^{1/2}}{\Omega h^2}$ 以 Mpc^{-1} 为单位. θ 为光子与中微子能量密度之和与光子能量密度之比. 在 $\Omega_B = 0.06$ 时, $T(k)$ 可以下降达 15%.

Efstathiou et al^[7] 和 Davis et al^[8] 分别给出了冷暗物质标准模型的另外两种表示. 其中 Davis et al 的表达式参数最小, 最易计算, 但结果也较不精确.

Efstathiou et al^[7] 给出的谱型是

$$T(k) = [1 + ((6.4q_1) + (3q_1)^{3/2} + (1.7q_1)^2)^{1.13}]^{-1/1.13}$$

式中 $q_1 = \frac{k}{\Omega h^2}$.

Davis et al^[8] 给出的谱为

$$T(k) = \frac{1}{(1 + 1.7q_2 + 9.0q_2^{3/2} + q_2^2)} \quad (6)$$

式中 $q_2 = \frac{k\theta^2}{\Omega h^2}$.

对于热暗物质模型也可类似得出转换函数

$$T(k) = \exp[-2.305 (k/k_\nu)^{3/2}]$$

式中 $k_s=0.16\left(\frac{m_\nu c^2}{30\text{eV}}\right)\text{Mpc}^{-1}$.

由於到目前为止还没有一种模型能够与所有的观测事实相容,因此不同的作者采用多种不同的假设.为了便于讨论,Holtzman^[5]采用列表的形式讨论了上百种模型.这不同模型采用不同的宇宙参数,同时假设宇宙有不同的物质组成,从而调整转换函数,也改变不同尺度上的初始扰动幅度.在各种可能的模型中,不少人认为冷热暗物质各占一定比例的混合模型可能是最有希望的模型,也有人认为宇宙常数 Λ 不为零的模型可以与观测作更好的拟合.这一类模型的转换函数都可以用五参数拟合公式给出:

$$T(k)=\frac{t_1}{(1+t_2k^{0.5}+t_3k+t_4k^{1.5}+t_5k^2)}\tag{7}$$

其中 t_1 决定谱的幅度,要通过观测比较决定. t_2 、 t_3 、 t_4 、 t_5 四个参数描述初始扰动谱的谱型.下表给出了较常用的几种例子中各量的数值,分别为冷暗物质绝热模型;冷热混合模型和 $\Lambda\neq 0$ 的情况.

表 1

Ω	Ω_b/Ω	$\Omega_{\text{CDM}}/\Omega$	$\Omega_{\text{HDM}}/\Omega$	Ω_{vac}	h	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	k_{max}
1.0	0.05	0.95	0	0	0.5	590	-0.988	26.3	43.5	50.5	3.09
1.0	0.01	0.69	0.30	0	0.5	853	-0.399	18.4	-3.34	503	0.49
0.2	0.05	0.95	0	0.8	0.5	4230	0.104	80.0	719	943	3.09

本文在下面的一般讨论中将不限定进视界扰动谱,也不限定转换函数的具体形式.只在与观测作比较时,用 Davis et al^[8]给出的冷暗物质模型的具体数值.

3. 结构的质量聚集过程

3.1 结构形成的数值模拟

在结构形成的线性和初期非线性发展阶段中,引力是唯一一起

作用的因素。这时，在给定初始条件后，直接对多粒子体系的行为进行数值模拟，是最有力的研究工具。

这里所说的数值模拟，只考虑引力作用，因此模拟结果表示的还只是暗物质的分布。到目前为止，最为成功的是标准冷暗物质模型。

由于计算机容量和计算速度的限制，不可能直接模拟从小尺度到大尺度的全部特征。目前的作法是把整个问题分成几个不同的尺度范围。在一定尺度范围内，根据能容纳的质点总数决定代表点的质量，也就是该模拟的分辨率。根据初始条件把质点分布到空间中，就可以模拟质点分布在引力作用下的演化。由于初条件假定原初扰动是随机场，一次数值模拟就代表统计系综的一次实现，相当于观测者观测到的一块天区，多次模拟可以得到平均化的观测特性，可以与实际观测结果进行比较。

标准冷暗物质模型之所以成功，是因为在模拟的整个过程中，只有很少几个自由参数：它们是由哈勃常量决定的基本尺度，为平滑小尺度脉冲而引入的一个平滑尺度，亮星系形成的偏袒阈值，以及初始扰动谱的幅度。先在一个 $1 \sim 10h^{-1}\text{Mpc}$ 的尺度内进行模拟，通过与观测拟合选定这些自由参数的数值后，就不加改变的用同一组数值分别对更小尺度和更大尺度的情况进行模拟，结果竟得到了能与观测相当符合的结果。这些符合较好的模拟结果有：

在星系尺度上：(1) 在旋涡星系周围可得到平坦的旋转曲线。(2) 星系晕的共动密度和势阱深度。

在 $1 \sim 10h^{-1}\text{Mpc}$ 尺度上：(1) 星系的二点和三点相关函数。(2) 星系对的相对本动速度。(3) 星系群的性质。(4) Abell 星系团的空间密度、结构、光度函数和质光比。(5) 银河系向室女团中心下落的速度。

在 $10 \sim 100h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 尺度上：(1) 像牧夫空洞一样巨大的空洞区域。(2) 与英仙-双鱼链相似的纤维结构。(3) 与 CfA 巡天发

现相似的泡状结构。(4) 本星系群相对微波背景的运动速度。
(5) 星系团本动速度的标准差。

这些成功表明, 标准冷暗物质模型在中小尺度上能够用少数自由参量的选定描述众多的观测事实, 从而确立了标准冷暗物质模型作为最成功的结构形成模型的地位。

但是, 近几年来, APM 巡天^{[10][11]}, APM 红移巡天^[12], QDOT 巡天^[13], CfA 巡天^[14]和南天红移巡天^[15], 以及 COBE 卫星观测^[3]都表明, 标准冷暗物质模型在大尺度上幅度偏小而在小尺度上幅度偏大。因此出现了不少修正的模型。

3.2 随机高斯场的统计特征

Bardeen et al^[6]给出了讨论结构形成问题的解析方法, 与数值模拟方法互为补充, 已得到了广泛的应用。

密度反差作为空间位置的随机变量, 可以展开成其各傅里叶分量之和。只要诸傅里叶分量的相位是随机的, 根据中心极限定理, 大量随机变量之和将趋向于高斯分布。反之, 如果密度反差 $\delta(r)$ 真是高斯随机变量, 其各傅里叶分量的实部和虚部也都是互相独立的高斯随机变量。它们的微商积分和任何线性组合也都是高斯随机变量, 它们的联合分布可用 n 维高斯分布完全描述。

高斯随机过程的一个重要性质就是它们是各态历经的。宇宙从整体来看是唯一的, 因此所谓统计平均应是在巨大体积上的空间平均。在一定区域中进行的一次数值模拟是随机扰动场的一次实现, 需要多次模拟才能得到统计平均结果。Bardeen 等^[6]的方法是直接讨论统计平均结果, 适合于讨论不同类别初条件的大致特征, 特别适合于研究罕见事件, 例如高倍于标准差的扰动。有偏袒星系形成模型就特别关注这些扰动的演化。

数学上可以证明, 高斯随机密度扰动场是各态历经的充分必要条件是初始扰动谱 $P(k)$ 是连续的。

由已知的初始扰动谱可以求出密度反差的标准差

$$\sigma^2 = \left\langle \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right)^2 \right\rangle = \int_0^\infty P(k) \frac{dk}{k} \quad (8)$$

由于在物质为主的阶段, 扰动幅度的线性增长与尺度因子成正比, 因此我们有

$$\sigma_0^2 = \sigma^2(z) (1+z)^2 \quad (9)$$

其中下标 0 表示现在时刻的线性外推值. 定义 z_{nl} 满足

$$1+z_{nl} = \sigma_0 \quad (10)$$

则当 $z \gg z_{nl}$ 时 $\sigma^2(z) \ll 1$. 因此除在极个别区域外, 密度反差处处都很小, 即处在线性发展阶段. 其各傅里叶分量也是彼此独立的高斯变量.

标准差 σ_0 难于直接与观测比较. 需要讨论的是在某个共动尺度之内的密度反差的的标准差. 在一切小尺度优先发展的模型中, 由于更小尺度上有更大的扰动幅度, 在个别地点会出现已达非线性的尖峰, 必须对小尺度扰动进行某种平滑. 平滑后的密度反差可通过窗函数严格定义. 常用的窗函数有尖帽型和高斯型两种. 尖帽型窗函数为

$$\left. \begin{aligned} W(r) &= \begin{cases} 0 & r > R_f \\ 1 & r \leq R_f \end{cases} \\ V_w &= \frac{4\pi}{3} R_f^3 \\ M &= 1.16 \times 10^{12} \left(\frac{R_f}{\text{Mpc}} \right)^3 \Omega h^2 M_\odot \\ W_k/V_w &= 3 \left[\frac{\sin(kR_f)}{(kR_f)^3} - \frac{\cos(kR_f)}{(kR_f)^2} \right] \\ &\rightarrow \begin{cases} [1 - (kR_f)^2/10] / 3 & kR_f \ll 1 \\ -\cos(kR_f) / (kR_f)^2 & kR_f \gg 1 \end{cases} \\ R_g &= 1.5097 \text{Mpc} = 0.7549 h^{-1} \text{Mpc} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中 M 和 V_w 分别为半径为 R_f 的窗函数内所包含的质量和体积. W_k 为 $W(r)$ 的傅里叶分量. R_g 为明亮星系的典型尺度.

高斯型窗函数为

$$\left. \begin{aligned} W(r) &= \exp(-r^2/2R_f^2) \\ V_w &= (2\pi)^{3/2} R_f^3 \\ M &= 4.37 \times 10^{12} \left(\frac{R_f}{\text{Mpc}} \right)^3 (\Omega h^2) M_\odot \\ W_k/V_k &= \exp(-k^2 R_f^2/2) \\ R_g &= 0.9708 \text{Mpc} = 0.4854 h^{-1} \cdot \text{Mpc} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

在理论计算中用高斯型窗函数最为方便，但在表示结果时又往往用尖帽型窗函数。

用 R_f 尺度窗函数平滑后的密度反差标准差为

$$\left(\frac{\delta M}{M} \right)_{R_f}^2 = \left(\frac{\delta M}{M} \right)_M^2 = \left(\frac{\delta \rho}{\rho} \right)_{k_f}^2 = \sigma^2(R_f) = \int_0^\infty P(k) \frac{W_k^2 dk}{V_w^2 k} \quad (13)$$

在 $k_f = R_f^{-1}$ 附近 $P(k)$ 若可表示为 k 的幂函数 k^m 且 $m \geq 1$ 即 $P(k)$ 随 k 的变大而迅速增大时，可以通过积分直接证明

$$\sigma^2(R_f) \simeq P(k = R_f^{-1}) \quad (14)$$

虽然初始扰动谱的形式可以由已知的宇宙成份计算得出，但谱的幅度却无法从任何更基本的理论来决定，只能由观测推断。最容易测出的是在给定区域内星系计数的起伏，但冷暗物质的数值模拟表明，要模拟与星系分布一致同时又与宇宙密度等於临界密度的理论预言一致，必须假定星系分布不完全与质量分布一致。需要假设明亮星系只形成於 b_8 倍标准差的高峰上。因此根据星系计数确定扰动谱幅度时有一个偏袒因子 b_8 待定

$$P(k = 8h^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}) = \left(\frac{1}{b_8} \right)^2$$

文献(5)中取 $b_8 = 1$ 作为确定幅度的标准，把百种模型谱列表并作图给出。下面的讨论中可能时我们也写入 b_8 作为待定自由参数。

3.3 星系形成的球坍缩模型

在 $k^{-1} \lesssim 10h^{-1}\text{Mpc}$ 即质量小於富星系团质量 ($10^{15}M_{\odot}$) 的尺度上, 存在着星系、星系群和星系团等自引力约束系统, 有着极为丰富的天文观测资料. 虽然这些天体是高度非线性和耗散过程的产物, 但是结构形成理论仍能对许多与观测有关的重要参量作出估计. 这些可以估算的物理量有:

- (1) 给定天体如亮星系或星系团形成的红移范围.
- (2) 给定天体的引力位阱深度即天体平均维里速度.
- (3) 给定天体的数密度随红移的演化.
- (4) 给定天体之间的相关函数和角相关函数.

只要给定一个质量为 M 的局部区域经过相应尺度 R_f 平滑后的扰动幅度 $\delta_0 = \nu \sigma_0(M) / b_8$, 式中下标 0 为线性外推至当前的数值, 就可以根据球对称模型作出 (1)、(2) 两项物理量的估计

$$1+z = \delta_0 / \delta_c \quad (15)$$

$\delta_c = 1.06$ 时将给出该区域达到极大半径的红移. $\delta_c = 1.69$ 是天体达到维里化的红移. 由数值模拟有人认为 $\delta_c = 1.33$ 作为天体形成时刻更为合适. 位力化后系统的尺度和位力速度值为

$$\begin{aligned} R_{\text{vir}} &= 450 \delta_0^{-1} M_{12}^{1/3} \text{kpc} \\ v_{\text{vir}} &= 97.7 \delta_0^{1/2} M_{12}^{1/3} \text{km/s} \end{aligned} \quad (16)$$

式中 M_{12} 是以 $10^{12}M_{\odot}$ 为单位的天体质量.

对于同一个尺度来说, ν 愈大的扰动形成的天体愈早, 但是这种早期形成的天体因 ν 的增大而迅速减小. 在估计天体数目随 ν 的变化时, 可以利用扰动场的高斯性质, 在 ν 与 $\nu+d\nu$ 间扰动区域所占相对空间体积为

$$dV = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\nu^2/2} d\nu$$

故
$$V(>\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\nu}^{\infty} e^{-\nu'^2/2} d\nu' = \text{erf}(\nu/\sqrt{2}) / 2$$

$$\longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \nu^{-1} e^{-\nu^2/2} (1 - \nu^{-2} + O(\nu^{-4})) \quad \nu \rightarrow \infty \quad (17)$$

因此,如果天体形成的偏袒因子为 b ,大部分天体的形成红移应由 $\delta_0 = \frac{b}{b_s} \sigma_0(M)$ 所决定. 这里假定不同尺度天体的偏袒因子 b 不一定与亮星系偏袒因子一样.

注意,(15)式中红移只由 δ_0 决定,在逐级引力成团的模型中, $\delta_0(M)$ 随 M 的增大而下降,因此尺度愈大的天体形成愈晚. 某一尺度形成之后,有可能成为较后形成的更大系统的一部分,也可能继续保持自己的独立. 在某个尺度 M 形成的同时,也有更大尺度 M_1 的高倍标准差扰动同时形成,只要满足

$$\nu_1/\nu = \frac{\sigma_0(M)}{\sigma_0(M_1)} \quad (18)$$

如果由(17)式限定空间的95%以上区域都不形成天体,以此作为天体开始形成时刻的标准,即开始形成天体的最大质量 M_1 应对应 $\nu_1 < 1.63$,并取 $\nu=1$,可得出在 M 尺度大量形成时已开始形成天体的最大质量 M_1 满足 $\sigma_0(M_1) = 0.61\sigma_0(M)$. 用于标准冷暗物质模型时,矮星系尺度上($M \sim 10^9 M_\odot$)标准差 $\sigma_0(M)$ 随 M 的变化缓慢, M_1 远大于 M ,即几乎所有矮星系(从 $M=10^7 M_\odot$ 到 $M=10^{10} M_\odot$)都在相差不大的时间间隔内同时形成. 亮星系尺度上 $\sigma_0(M)$ 随 M 的变化加快,同时形成的天体的质量范围就窄多了. 更大尺度上形成间隔更长. 富星系团可能直到现在才刚刚近于非线性. $\sigma_0(M)$ 随 M 的变化规律也表现在不同质量的矮星系维里速度相近,而尺度变大时位力速度的变化也加快. 巨星系位力速度应显著大于矮星系. 星系群和星系团位力速度又显著大于巨星系.

3.4 天体密度的演化

为了研究天体密度随红移的变化,需要对抗动场与形成天体的关系作出假定. Bardeen et al^[6]的方法假定在初始随机扰动场中满足某些条件的极大值处,就能够形成一个天体,从而引入了一个非局域非线性运算,从原来是连续分布的密度场中产生出一族天体. 这一运算可以表示为

$$n(r) = \sum_p \delta^3(r - r_p)$$

式中 r_p 是密度场中满足给定条件的局域极大. 这一运算的非局域性来自需要进行的平滑过程, 非线性则来自附加物理条件如大于某一阈值的要求. r_p 的性质可以通过密度反差 $\delta(r)$ 及其各阶微商的性质予以讨论.

在 r_p 邻域对密度分布作泰勒展开有

$$\rho(r) = \rho(r_p) + \frac{1}{2} \sum_{ij} \xi_{ij} (r - r_p)_i (r - r_p)_j$$

$$\eta_i(r) = \sum_j \xi_{ij} (r - r_p)_j$$

$$\eta_i(r_p) = 0$$

式中, ρ , η , ξ 分别为密度, 密度梯度和密度的二阶微商. 它们都是高斯随机变量, 其特征已有多维高斯分布来充分描述, 在球对称近似下由初始扰动谱 $P(k)$ 完全确定.

$$\text{定义 } \langle k^{2J} \rangle = \sigma_J^2(M) / \sigma_0^2(M)$$

$$= \int_0^\infty k^{2J} P(k) \exp(-R_f^2 k^2) \frac{dk}{k} / \sigma_0^2(M)$$

$$\gamma(M) = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_2 \sigma_0}$$

$$R_* = \sqrt{3} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \quad (19)$$

Bardeen et al^[6]给出了三个有用的数密度, 考虑密度反差 $\sigma(x) > \nu \sigma_0(M)$ 的表面, 令 n_r 表示 Euler 数的密度, 即其上极大点、极小点和鞍点的数密度, n_{up} 表示在 $\delta = \nu \sigma_0$ 表面上梯度 $\nabla \delta$ 指向特定方向的点的数密度, 而 n_{pk} 则为峰值点的数密度. 这三个数密度与 ν 的关系为

$$\frac{1}{2} \dot{n}_r(\nu) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\gamma^3}{R_*^3} (\nu^2 - 1) e^{-\nu^2/2}$$

$$n_{up}(\nu) = \frac{1}{(2\pi)^2 R_*^3} e^{-\nu^2/2} \left[\nu^2 - 1 + \frac{4\sqrt{3}}{5\gamma^2 (1 - 5\gamma^2/9)} \exp \right]$$

$$(-5\gamma^2\nu^2/18)]$$

$$n_{\text{pk}}(\nu) = \int_{\nu}^{\infty} N_{\text{pk}}(\nu) d\nu \rightarrow \frac{0.016}{R_*^3} \quad (\nu \rightarrow -\infty)$$

$$N_{\text{pk}}^{(\nu)} = \frac{1}{(2\pi)^2 R_*^3} e^{-\nu^2/2} G(\gamma, \gamma\nu) \quad (20)$$

式中 $G(\gamma, \gamma\nu)$ 在 $0.3 < \gamma < 0.7$ 和 $-1 < \nu\gamma < \infty$ 范围内在 1% 精度内 (若 $\nu\gamma > 1$ 时可达 1‰) 可表示为

$$G(\gamma, \omega) = \frac{\omega^3 - 3\gamma^2\omega + [B(\gamma)\omega^2 + C_1(\gamma)] \exp[-A(\gamma)\omega^2]}{1 + C_2(\gamma) \exp[-C_3(\gamma)\omega]}$$

式中

$$A = \frac{5}{2(9-5\gamma^2)}, \quad B = \frac{432}{(10\pi)^{1/2}(9-5\gamma^2)^{5/2}}$$

$$C_1 = 1.84 + 1.13(1-\gamma^2)^{5.72}$$

$$C_2 = 8.91 + 1.27 \exp(6.51\gamma^2)$$

$$C_3 = 2.58 \exp(1.05\gamma^2) \quad (21)$$

三个数密度相比, 在 $\nu\gamma \gg 1$ 的极限下, $n_{\text{pk}} = n_{\text{up}} = \frac{1}{2}n_x$. 这时每个高峰周围都为球面所包围. 当 ν 变小时, 表面将发生畸变, 使对 Euler 数的贡献小于对 n_{up} 的贡献, 当 $\nu < 1$ 时, n_x 将变为负值, 它表示 $\delta = \nu\sigma$ 不再具有球形拓朴, 会形成海绵状拓朴结构.

在较高红移处讨论高倍标准差的扰动形成的天体数目时, 可利用 (15) 式把红移与 ν 相联系

$$\nu = b_8 \frac{\delta_c(1+z)}{\sigma_0(M)} \quad (22)$$

代入 (20) 式就可求出在某个红移 z 处质量为 M 的坍缩天体的数密度. 在 ν 不是很大时, 坍缩天体的数密度应在 $n_x/2$ 和 n_{pk} 二者之间. 在 $\nu > 3$ 时二者相对差小于因子 2.

Press-Schechter^[16] 从不同的考虑出发, 导致另一个被广泛采用的公式, 考虑在 M 附近 dM 范围内的微分数密度

$$\frac{dn}{dM} \equiv \frac{d}{dM} n \quad (>M)$$

在给定的时刻, 如果把被考虑天体的质量增大, 则因 $\sigma_0(M)$ 随 M 增大而增加, 因此相应的 ν 也会增大, 坍缩区所占据的体积将如 (17) 式所示而减小. Press 和 Schechter 假定这一减小的体积由质量在 M 至 $M+dM$ 的天体所占据. 由此可给出坍缩天体的数密度

$$n_{ps}(\nu) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{1}{R_f^3} \left(\frac{\gamma^2 R_f^2}{R_*^2} \right) \nu e^{-\nu^2/2} \quad (23)$$

若 $P(k) \propto k^{n+3}$ 时可以证明

$$\left. \begin{aligned} \gamma^2 &= \frac{n+3}{n+5} \\ R_*/R_f &= \left(\frac{6}{n+5} \right)^{1/2} \\ (\gamma R_f/R_*)^2 &= \frac{n+3}{6} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Bardeen et al^[16] 文中给出了 γ , R_* 等作为 R_f 函数的图形. 由初始扰动谱直接求出在不同 k 处等效谱指数 n_{eff} 后, 也可由 (24) 式对 γ , R_* 作近似估计. 代入这些数值就可由 (20)、(21)、(22)、(23)、(24) 诸式计算出在不同红移处不同质量天体的数密度, 在一定的 ν 范围内, 不同的公式给出的结果基本一致. 只是这些公式都非常敏感地依赖于 ν , 而 ν 与红移 z 的相关中包含 δ_c 和 b_8 等难于确定的数值, 因此给计算结果带来了较大的不确定性. 例如 Efstathiou et al^[17] 采用 $b_8 = 2.5$ 计算了高红移类星体的数密度, 而 Liddle et al^[4] 改用 $b_8 = 1.6$ 或 $b_8 = 1$ 两种情况, 同时 δ_c 取 1.33, 结果后者比前者的共动密度估计高出很多. 在这种情况下用调整参数很容易在某一个尺度上给出与观测相容的数密度值. 但是对标准冷暗物质模型来说, 要使得星系、星系团的数密度与观测相容, 就会导致过多的矮星系在高的红移处形成. 这一结构形成理论的困难需要在星系耗散形成理论中设法寻求解决办法.

3.5 大尺度背景与局域天体数密度

Bardeen et al^[6]在用半径为 R_f 的窗函数平滑过的密度扰动场中, 假定峰值扰动超过某给定阈值时就会形成天体. 显然, 这种方法必然导致大尺度扰动的高峰附近局域天体数密度会有所增大.

设初始密度扰动场 $\delta(x)$ 的谱为 $P(k)$, 则经过 R_f 尺度平滑的谱变为

$$P_s(k) = P(k) \exp(-k^2 R_f^2)$$

在讨论局域天体数密度时, 令密度扰动 $\delta_s(x)$ 为背景场和局域峰值场二者之和

$$\delta_s(x) = \delta_p(x) + \delta_b(x)$$

并使相应的谱为

$$\left. \begin{aligned} P_b(k) &= P(k) \exp(-k^2 R_b^2) \\ P_p(k) &= P(k) [\exp(-k^2 R_f^2) - \exp(-k^2 R_b^2)] \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

可以证明, 这样两个扰动场之和与单独用 R_f 平滑后的场有完全相同的统计性质且 δ_p 与 δ_b 互相独立.

与平滑场 $\delta_s(x)$ 一样, 可以用 $P_b(k)$, $P_p(k)$ 定义 σ_{jp}^2 和 σ_{jb}^2 , γ_p , R_{*p} , γ_b , R_{*b} 诸量:

$$\sigma_{ob}^2(M) = \int P_b(k) \frac{dk}{k}$$

$$\sigma_{op}^2(M) = \int P_p(k) \frac{dk}{k}$$

$$\sigma_{jb}^2(M) / \sigma_{op}^2(M) = \int k^{2j} P_b(k) \frac{dk}{k}$$

$$\sigma_{jp}^2(M) / \sigma_{op}^2(M) = \int k^{2j} P_p(k) \frac{dk}{k}$$

$$\text{可以证明 } \sigma_{op}^2 = \sigma_{os}^2 - \sigma_{ob}^2$$

$$\sigma_{1p}^2 = \sigma_{1s}^2 - \sigma_{1b}^2$$

$$\sigma_{2p}^2 = \sigma_{2s}^2 - \sigma_{2b}^2$$

这时，局域天体数密度将敏感地依赖于背景扰动强度 δ_b .

$$n_{pk}(\nu_i, \delta_b) \approx n_{pk}(\nu_i) \exp \left[\alpha \delta_b / \sigma_{0s} - \frac{1}{2} \beta \left(\frac{\delta_b}{\sigma_{0s}} \right)^2 \right] \quad (26)$$

式中 α, β 为由 ν_i, γ 决定的常数.

偏袒因子 ν_i 愈大，由背景场引起的数密度非线性变化愈大.

这一局域密度受背景强烈影响的讨论，在解释天体相关函数，解释星系团的形成等问题中曾起过重要作用.

下面我们将说明在考虑到星系耗散形成时，这种背景影响可能具有更重要的意义.

4. 原星系的搜寻与模拟

4.1 引言

宇宙中结构形成理论讨论了在热大爆炸宇宙学框架下，质量受引力作用，聚集形成各种天体的过程. 但是星系形成理论还应当考虑星系各主要结构成分的形成历史（如星系盘、星系核球、星系球状成分和球状星团等），星系中恒星的形成历史和重元素合成历史，以便了解星系作为一个可观测天体的形成史. 这些讨论和有关星系的观测进行比较，可以最终检验星系形成理论的正确性.

这一阶段是星系形成的高度非线性阶段. 而且它所包含的物理过程是非常复杂的，包含着星际介质和星系际介质的气体动力学，恒星形成和演化，以及超新星爆发和其它来自恒星的对星际星系际介质的反馈作用.

乍听起来非常难于研究的这一领域，却有着极为丰富的观测资料和非常高速度的发展. 观测技术的进步使得可观测的空间扩充到 z 为 1~5 的红移范围. 这些观测证明在这一红移范围内星系表现出强烈的活动和演化现象.

因此根本的问题是，我们能不能直接观测到星系或其某些主要部分的形成过程？已经观测到的星系活动和演化能否纳入宇宙

中结构形成理论的框架中去？与直接观测量有关的星系耗散形成过程是怎样的？

星系耗散形成过程的早期模型预言，原初星系应当非常明亮，应用现代观测技术应能看到红移高达 7 的原初星系。但是肯定的原初星系至今尚未找到，同时又发现了在低红移 ($z < 3$) 星系及有关天体有显著的宇宙学演化。这两者表明，原星系的形成可能不像原来想象的那么宏伟激烈，而发生的时间也可能不象原来想象的那么早，一些主要星系结构可能就形成在 $z < 3$ 的低红移阶段。

在这种意义上，星系形成的晚期阶段研究已经变成了一个观测课题。这些观测现象应在结构形成理论的一般框架和预言的启示下加以理解，以便把唯象理论向更深刻的追根求源的理论发展，反过来，这一部分的研究又会帮助结构形成过程的理论框架向更精细更正确的方向发展。

4.2 原星系的可能特征与多色测光搜寻

在用观测研究星系形成时，可把原星系定义为星系形成其大多数恒星的阶段，或恒星剧烈形成的第一次事件。通过观测发现原星系是长期以来河外天文学追求的重大目标之一。

由于在高红移星系团 ($z \sim 0.8$) 中的椭圆星系研究表明它们的星族也很古老，($z \geq 2$ 以前形成)，而银河系球状星团的观测表明它们彼此的寿命相近而且也都很古老，因此过去一般都认为旋涡星系的球状成分和椭圆星系的大部分恒星都是在较高红移处短时间内形成的。

假设星系大部分恒星是在 z_c 之前全部形成，如果 z_c 较小 (< 7)，那么多波段巡天观测可能是发现这些在 z_c 附近的原星系的一个有效方法。

对刚刚经过恒定的恒星形成爆发的星族，星暴的时段长短、初始质量函数的选择，都不能改变星族光谱能量分布 (SED) 的一个主要的特点，即在静止波长 1000\AA 至 3800\AA 范围内，谱是平坦的，即流量的对数变化小于 0.1。因为在这一波段内作出贡献的主

要是不断形成中的最大质量的恒星。另一方面，原星系气体成份比较丰富，由其中中性氢对短于 912\AA 紫外光谱的吸收所造成的 912\AA 截止可以很大，从而使短波段谱流量有 5 倍以上的突降甚至降低至零。因此平谱的短波一侧的突降，应是原星系的特点。而平谱范围和突降的频率的观测值，将能限定原星系所在红移。

星族分析给出，若星系的恒星是从 $t=0$ 至 $t=t(z_e)$ 以恒定恒星形成率形成的，则对 $q_0=0.5$ 的情况，等效视星等

$$AB=48.60-2.5\log f_v$$

在 $z_e=7$ 时，可以亮于 24 等。（1 星等亮于 23.5^m ）。因此，只要 $z_e < 7$ ，应当是很容易找到的。

Cowie^[18]报导了在一个巡天区内 33 个原星系后选体，发现在 UBV 波段有平谱的源 1 个，即 912\AA 不在观测区内，红移应小于 1.8。在 BVI 为波段平谱而在 U 波段下降 2 倍以内的源 5 个，若为原星系，红移应在 1.8 至 2.7 之内。在 BVI 为平谱而 U 波段下降 2 倍以上的源则占绝大部分，若为原星系，其红移当在 2.7 至 3.6 之内。由于在更高红移处没有发现一个候选体，说明大量恒星形成不会很早于 $z=3.6$ 。

由星族分析，若 $z_e=3$ 而原星系的等效视星等 $AB=24$ ，则可推出星系中的恒星形成率约为 $100h^{-2}M_\odot/a$ 。以此恒星形成率从 $z=3.6$ 到 $z=2.8$ 可以形成的总恒星质量可达 $10^{11}M_\odot$ 以上。而这可与大星系早期形成的恒星质量相比。如果星系真的是这样形成的，寻到原星系应是毫不困难的。

4.3 三类原星系候选者

不管原星系是在较高红移处一次形成大部分恒星，或者是由一系列的星暴过程多次形成大部分恒星，只要不是象盘族恒星一样在很悠长的演化中缓慢增长而成，都应该在星暴期间出现年青星族应当出现的下述特征

- (1) 气体丰富
- (2) 金属丰度极贫乏

(3) 有较高的恒星形成率及相应的强紫外辐射, 有 H_{α} , H_{β} L_{α} (当 $z > 1.7$ 时) 等光谱区强发射线等辐射特征, 在有尘埃存在时还会出现强的红外辐射.

根据以上特征, 人们找到了可以进行较细致观测的三类原星系候选体. 本节介绍三类天体的观测特征, 然后说明它们可能并不是普通的原星系.

(1) H II 星系

这是一类质量较小的在银河系邻近区域观测到的星系, 似乎具有第一次形成大量恒星的年青星系特征. 虽然它们不是大质量原星系, 但只要能证实其年青性质, 将有助于猜想大质量星系的原星系特征.

H II 星系的观测特点是: 尺度小而有圆形外观, 具有年青星族和 H II 区光谱. 这些星系通常表面光度较低, 形态不规则, 没有旋涡结构. 表二给出了称为 SCHG 的 432 个 H II 星系的一个样品的结果, 其中 100 个 H II 星系有高分辨率高信噪比的光谱观测, 可以作进一步研究.

表 2 H II 星系的典型特征

M_B	$-11 \rightarrow -22$
$L(H_{\beta})$	$10^{38} \rightarrow 10^{43}$ 峰值 10^{40}
尺 度 (pc)	$10^2 \sim 10^3$
$W(H_{\beta})(\text{\AA})$	$50 \sim 400$
$(O/H) / (O/H)_{\odot}$	$0.5 \sim 0.025$
$M_{gas}(M_{\odot})$	$\sim 10^{10}$
环境特点	低密度

除了正在发生星暴且气体丰富外, 这些星系中金属丰度贫乏曾被认为是星系年青的最重要证据. 在相当长的时间内 IZW18 一直是现在还是丰度最低的记录保持者. 最近的丰度测量值为 $[F_e/H] = -1.6^{[19]}$. 最近发现的几个比拉干星系^[20]和在 M83 星系群

中的 UGC4483 的丰度也与 IZw18 的丰度相近. 长期以来, 人们一直希望找到丰度愈来愈低的星系, 认为由此可以找出真正的原星系. 研究结果却表明, 矮星系的丰度和星系质量之间有很强的相关性, 看来, 低丰度可能不是年青的指示, 而只是星系质量低的指示.

30 个 H II 星系的 CCD 图象研究表明, 它们的形态可以分为三种类型: 多中心系统、相互作用系统和孤立系统. 这一观测表明, H II 星系发生星暴的触发机制中, 星系或其各部分之间的相互作用是一个重要的但并非唯一的机制. 不管 H II 星系是真的年青或者只是老系统中出现的又一次星暴过程. 它确实证明了星系或其各部分之间强相互作用和由此引发的星暴过程在星系形成中的重要作用.

(2) 高红移处 L_{α} 星系

当天体红移大于 1.7 时, L_{α} 谱线避开了地球大气臭氧层吸收带, 可以用来研究高红移星系.

在通常的 IMF 假定下, 正在形成的恒星的 L_{α} 辐射强度与恒星形成率成正比

$$L_{L_{\alpha}} \approx 10^{35} \times \text{SFR} (M_{\odot}/\text{a}) \text{ J/s}$$

所以有高恒星形成率的原星系应当有强的 L_{α} 辐射.

到目前为止, 几乎所有已知的高红移星系都发出强的 L_{α} 辐射, 有一些星系就是通过其强 L_{α} 辐射而发现的. 这中间最有名的一个是 3C 326.1. 这一天体线尺度较大 (12 角秒, 相当 90kpc), 连续谱面光度低而有块斑状外貌, 电离气体分布在天体各处. 它同时是一个射电星系, 有双射电瓣, 而无强的中心核. 由 L_{α} 辐射推出的恒星形成率为每年数百个太阳质量, 这些性质, 除强射电辐射外, 都与人们原来想象中的原星系特征相符.

近来, 发现了更多的强 L_{α} 源. 有名的如 B2 0902+34, (红移为 3.395), 4C 41.17 (红移 $z=3.8$). 它们刷新了星系最高红移的记录. 但其基本特性与 3C 326.1 相似: 高的恒星形成率、强的线

辐射、大的线尺度、不规则块斑形态和高的速度弥散度。通常表现出低的电离度，说明这些线辐射的激发源是年青恒星的光致电离。

除了射电星系外，一些射电星系或类星体的伴星系也是扩展的 L_r 发射体。如 C1548+0917，红移为 2.466 的 H0836+113 和红移在 2.309 朝向类星体 PHL957 方向的吸收云等。

尽管这些强 L_r 源与人们想象中的原星系相符，但遗憾的是它们全都与活动星系核的现象有着某种联系。观测表明射电星系的喷流可能本身能激发恒星形成，而且射电星系往往是强相互作用星系的产物，因此这些天体的高恒星形成率的来源也许与正常星系形成过程不同，同时 AGN 现象的共动空间密度要比正常星系低得多。在理解 AGN 与星系的关系之前，不能肯定这些天体就是原星系。

(3) 甚亮红外星系

最近最引人注目的一个原星系候选体是异常明亮而遥远的红外星系 IRAS10214+4724。

此天体是 1991 年由 Rowan-Robinson^[21] 等人发现的，其红外光度可达 $3 \times 10^{14} L_{\odot}$ ，与最明亮的类星体的光度相当。其红移为 $z=2.2867$ ，也处于类星体红移分布的峰值附近，因此，此天体最初被看作是尘埃环绕的类星体。根据这种解释，红外光度应与星际介质的性质无直接关系。但不久，Brown R L^[22] 等人发现了从此天体 CO 分子转动能级 3 至 2 的跃迁产生的发射线。这比以前发现的 CO 发射线天体的红移增大了 10 倍以上，表明存在着大量的分子气体。大量气体的存在可能与巨大光度间存在着直接的因果关系，即红外光度可能是大质量年青星族所产生的。

虽然高红移甚亮红外源不多，但 IRAS10214+4724 与银河系邻近的低红移甚亮红外源有很多相似之处。表 3 列出了一些源的观测特征。

甚亮红外星系总数也很少，与 AGN 现象的关系也不清楚。因

此目前尚难肯定就是通常原星系. 但它们气体丰富, 恒星形成率高, 也与星系相互作用有关, 与上二类候选原星系类似. 可以肯定星系的相互作用在星系形成中会起重要作用, 而恒星的形成史在很多情况下可能不是持续的平稳过程, 而是一系列的星暴事件.

表 3 甚亮红外源的观测特性

源 名	CO 源形态	半径 (kpc)	L_{IR}	M_{H_2}	$M_{\text{H}_2}/M_{\text{dyn}}$	$L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}}$
10114+4724		8	$7.5 \times 10^{13} h^{-2}$	$1.7 \times 10^{11} h^{-2}$	0.74	>580
Mzk231	100%核源	2.9	3.47×10^{12}	3.6×10^{10}	—	>100
Arp220	70%核源	0.3	1.55×10^{12}	1.63×10^{10}	0.90	>100
Arp55	双源	3.2	3.90×10^{11}	1.73×10^{10}	0.60	
Arp298	30%核源	0.8	2.60×10^{11}	7.40×10^9	0.70	

4.4 星系形成的数值模拟

传统的 N 体模拟方法只能讨论无耗散暗物质成分或众多恒星在引力作用下的演化. 但最近 N 体模拟方法的巨大进展使得它有可能在一定程度上包含在星系形成中起重要作用的气体动力学.

在讨论了各种不同的星系形成模型之后, Baron 及 White^[23] 用包含气体动力学的程序模拟了一个“通用的”非均匀坍缩模型. 假定原星系由气体和暗物质混合而成, 选定参数使气体变成恒星的时标与坍缩时标相当. 取 322 个气体云和 678 个暗物质粒子. 所有粒子有相同质量, 而且初始时没有相对于宇宙膨胀的随机初始速度. 暗物质无耗散且在坍缩中动力学上占主导地位. 当 2 个云粒子碰撞时, 平均将耗散掉相对动能的 1/3, 同时以一给定的微小概率, 把云转化为恒星而恒星不再参与碰撞. 计算结果表明:

- (1) 在坍缩中系统会形成扁平的结构并形成一些轮廓鲜明的亚结构, 类似于冷暗物质模拟中的团块状结构.
- (2) 恒星形成率随时间而变化. 无论在亚结构坍缩时, 还是系统整体坍缩时, 都出现一个明亮时期. 这一时期持续坍缩时标的 80%, 结果可形成星系的 60% 的恒星. 而在位力化之后, 恒星

形成率要下降 6 倍而系统进入暗淡时期.

(3) 在 $t=t_{\text{坍缩}}$ 时, 系统仍很不均匀, 可以看成一个小星系群.

(4) 星系的最后结构接近 $\rho \propto r^{-3}$, 这一分布规律对暗物质和恒星都适用, 但二者的半质量半径可以相差 5 倍.

(5) 星系的角大小和 B 波段表面亮度可用下式估计

$$\theta \propto M^{1/3} t_{\text{坍}}^{2/3} / d_A$$
$$S_B \propto f M^{1/3} t_{\text{坍}}^{-7/3} (1+z)^{-3}$$

Katz N^[24] 发展起一套相近的包含气体动力学的数值模拟方法, 采用“一般的”初始条件, 研究了单个星系的形成过程. 在哈勃流膨胀的背景下考虑一个孤立的密度扰动区的发展. 因为这时不存在自外界来的潮汐力矩, 因此孤立区类刚体旋转, 扰动区内暗物质和可见物质之比为 10 : 1. 为使坍缩是逐级由小到大发展, 故按 Zeldovich 幂律谱 (指数为 n) 在扰动初条件中加入小尺度扰动. 分别取 $n = -2.5$ 和 $n = 0$ 两种情况. 对于每个 n 又讨论了四组不同的初始小尺度扰动幅度即不同的偏袒因子 b_s 和两种不同的初始旋转速率. 最低扰动幅度 $b_s = 4$, 最高幅度 $b_s = 0.5$, 并取 $H_0 = 50$, $\Omega = 1$. 在 $7 \times 10^{11} M_\odot$ 的尺度上扰动幅度 $\delta_0 = (1.346) \sigma = 0.45$. 在模拟中包含了对恒星形成的描述和超新星爆发的反馈效应.

在模拟中成功地得到了星系的三种主要结构成分: 由气体和恒星组成的薄星系盘、由恒星组成的球状成分和由暗物质组成的晕. 由于盘内外角动量向外转移的情况不同而使盘扭曲, 但能够得到平坦的旋转曲线和指数衰减的面光度轮廓, 且与观测一致.

模拟结果与传统的星系耗散形成理论的一个重大不同是气体的温度. 由于冷却非常迅速, 系统中的气体从来就达不到维里温度, 绝大多数的气体始终接近一万度. 从而对早期提出的星系质量范围的解释提出了质疑.

球状成分恒星即第一代恒星的总质量与球状星团的总质量相

近. 在星盘开始形成时, 会出现几次亚结构并合事件, 使早期形成的盘族恒星受到强的加热而保持巨大的标高, 可能是今天所观测到的厚盘. 受并合加热的气体则迅速冷却而保持薄盘形状. 把模拟得出的恒星形成史与星族综合理论结合, 可以得出星系形成过程中多波段亮度的演化史, 最亮时相应于盘形成时发生的星暴. $z=2$ 时星系 I 星等可达 22^m , 在 $z=1$ 时 B 星等为 24.5^m .

适当调整亚结构的数量, 可以得到星系的不同形态. 令小尺度扰动幅度增大, 可以得到中心密度较高的斑块结构, 并在较长时间内保持为分立的亚结构, 从而把更多的角动量丢失给暗物质晕, 最终可以形成椭圆星系. 反之则可得到旋涡星系. 在中间状态下也可得到核球巨大又有银盘的中介系统.

虽然把气体动力学、恒星形成甚至连其反馈等复杂物理过程都包含在内时, 数值模拟结果不可能十分肯定和唯一, 但从上述两个小组的结果可以看到, 包含了气体动力学后, 星系形成的图景中渗入了一些重要的新因素:

(1) 即使考虑单个星系形成时, 我们要面对的也不是单一的客体, 而需要考虑有着众多亚结构的系统, 亚结构的数量和扰动幅度将决定星系的类型.

(2) 这些亚结构的坍缩, 可以造成星系局域的增亮, 但是整个星系的恒星形成过程效率不高, 要在整个坍缩过程的大部分时间内不断进行. 因此星系的低红移形成, 距离变近与时间拖长将互相抵消, 使得原星系不能十分明亮, 最亮的星系还是恒星在银盘中大量形成的旋涡星系, 而不是椭圆星系.

(3) 原星系形成过程在一定意义上可以看成是亚结构的并合过程, 但这种并合发生在较高红移, 又发生在原星系坍缩过程之中, 这样关于椭圆星系是否由旋涡星系并合而成的争论失去了意义.

(4) 目前寻找原星系的失败标志着过去对原星系的设想可能不正确. 需要重新讨论星系中恒星形成史即星系的耗散形成过程.

5. 结束语 关于星系的耗散形成的一些设想

星系质量聚积过程的理论预言了低密度高位力温度的原星系结构, 要由之形成可观测星系的关键自然是耗散过程. 只有耗散掉大量的引力位能才能使可见物质凝聚碎裂而形成低温高密度的云体并从中进一步凝聚形成恒星. 类似的论证也可用于星系的角动量问题. 相邻原星系的潮汐作用可以产生的无量纲角动量值为 $\lambda=0.06$, 而观测到的银盘 $\lambda\sim 0.7$ 必须用耗散坍缩来解释.

虽然种种论据强调了耗散过程在星系形成中的重要性, 但是问题是高度非线性和非球对称的, 因此难于根据简单的推理对耗散过程作出明确的预言, 迫切需要直接从观测得到启示.

整个问题中最不清楚的环节是恒星形成.

恒星形成的必要条件是局域气体能够冷却. 最初步的讨论就是在维里系统中气体冷却时标短于坍缩时标作为天体能形成的条件. 但是, 矮星系中冷却时标很短, 如果它们都能形成很多恒星, 我们就会有过多的矮星系, 也会使过多的气体变成恒星.

数值模拟中作了一个假定, 恒星的形成时标要与巨星系坍缩时标相当, 这实际上压低了巨星系形成过程中亚结构的恒星形成率.

星暴星系的发现, 三类原星系候选体的发现, 也倾向类似的结论: 通常情况下气体向恒星的转化是缓慢的、低效率的, 这将使许多天体在形成后相当时间内保留大量的气体. 只有在受到强烈的某种外在扰动作用时, 才能在富气体系统中出现大规模的星暴过程. 3C326.3 类天体和甚亮 IRAS 星系类的稀少意味着大星系间强相互作用事件的稀少.

球状星团观测特性的分析, 也倾向类似结论: 为要使球状星团内丰度弥散足够小, 星暴阶段必须足够短暂有效, 而丰度污染过程必需是恒星形成效率很低的阶段^[25]. 假定矮星系在巨星系扰动背景之中先期形成后, 在冷暗物质模型的框架下讨论的矮星系

并合形成球状星团的模型^[26]，以低的恒星形成率产生出原球状星团云体，只是在巨星系坍缩时矮星系才在互相碰撞过程中发生星暴，而使原初云体转化为球状星团^[25]。

在试图解释星系光度函数时，Lacey C 和 Silk J^[27]作出了一个简单的假定：星系中所有恒星都是由邻近星系相互作用激发下形成的，即星系质量聚积一起之后并不形成恒星，只是等到星系群和星系团形成过程中星系发生相互碰撞时星系才变亮，恒星才形成。

如果承认包含气体动力学的数值模拟和上述一些观测和理论考虑有一定的真理性，那么，我们可以对 90 年代星系形成研究的方向作出下述估计：

(1) 由于标准冷暗物质模型的初始扰动谱在矮星系尺度上变化缓慢，至大星系尺度以后才逐渐变陡，因此，虽然逐级成团过程是连续过程，但粗略地说，可以把中小尺度上分为矮星系、星系、星系群和星系团四个层次。多数可观测天体的形成和演化问题与这四个层次之间的非线性相互作用有关。

(2) 结构形成的线性阶段，即质量聚集的线性阶段中峰值背景相互作用，可以用 Bardeen 等的理论描述。峰值的幅度和数密度与背景场的扰动幅度紧密相关。

(3) 天体发展的非线性阶段，特别是恒星形成阶段，可能与背景的发展有关。天体孤立发展阶段恒星形成因自身反馈的影响效率较低，只有当背景场坍缩和维里化时，天体才得到大的动能并与周围星系或星系际稠密气体发生强的相互作用，这种强相互作用是天体发生星暴的主要外因，而星系富有气体是星暴发生的内因。

(4) 如果把原星系定义为星系中第一批恒星大量形成使星系变亮的阶段，那么，它们应当是在星系尺度坍缩和位力化时，其中的矮星系尺度亚结构的星暴阶段。矮星系尺度扰动的数密度和幅度可能影响星系的哈勃类型。这些矮星系的质量之和可能只占

星系总质量的一小部分，因此原星系是不明亮的，形态也不规则，可能这是找不到原星系的原因。估计这一阶段多数发生在红移2~5左右。

(5) 即使在原星系形成之后相当一段时间内，原星系中仍有大量气体。因此星系群、星系团尺度的坍缩和维里化仍能加速原星系的演化，即引起原星系的并合，相互碰撞，星系核活动和发生星暴。这也许就是观测中发现的甚亮红外星系，射电星系，B-O效应等低红移大的宇宙学演化现象的原因。自然这些事件发生概率远远低于原星系形成概率，属于罕见的现象，但一旦发生，非常明亮而壮观。

(6) 要证实和深入理解上述过程，需要两个方面的努力。一方面是进一步发展结构形成理论的整体框架，如

a) 大尺度扰动幅度和谱指数的确定。如果大尺度扰动幅度确实高于标准冷暗物质模型，背景的影响将对天体演化更为重要。

b) 矮星系尺度扰动的幅度、数密度与星系尺度扰动的关系，星系哈勃系列的起因和偏袒的物理机制等问题可能与此有关

c) 扰动幅度和偏袒因子的确定，将有助于估计各类天体形成的红移范围

d) 星暴，AGN等现象与星系形成和演化的相互关系。

另一方面，需要从观测事实的挖掘和积累中得到一些决定性的观测证据，如

a) 星暴的成因及与星系环境的关系

b) 不同背景环境下天体特性的比较，如暗蓝星系环境特征、场星系的宇宙学演化

c) 根据星系多波段观测特征确定不同环境、不同时期中其星族的特征和可能的恒星形成史。

(7) 总之，星系形成理论的研究在90年代中预期会有巨大的进展。因为理论，特别是较少参数而有寻根求源性质的理论已经或即将具备更确切地预言观测特性的本领。同时观测技术的发展

使得这些预言可以得到观测的证实或否定, 结构形成在大尺度线性发展阶段已经并将迅速增加观测结果, 如大尺度背景辐射, 长城和其它甚大尺度的观测, 空洞的观测和大尺度的速度场观测, 这些观测将直接与结构形成理论的预言互相比拟推动问题的发展. 对于星系等已达高度非线性阶段的天体, 其形成和非线性演化的阶段也开始可以作直接的观测研究, 变成了一个观测课题, 而不完全是纯理论的推想了. 所以, 如果说 80 年代的主要成就是寻根求源的少参数理论模型的出现, 那么 90 年代的主要特点应该是深入观测研究与寻根求源理论的有机结合和互相促进.

参 考 文 献

- [1] Walker T P, Steigman G, Schramm D N. Primordial Nucleosynthesis Redux. *Ap J*, 1991, 376 : 51
- [2] Van Hove L. In: Caffè M, ed. *Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics*. 1989, 399
- [3] Wright E L, 1992, NASA Preprint
- [4] Liddle A R, 1992 Sussex Preprint
- [5] Holtzman J A. Microwave Background Anisotropies and Large-scale Structure In Universes. *Ap J Suppl*, 1989. 71 : 1
- [6] Bardeen J M, Bond J R, Kaiser N. The Statistics Of Peaks of Gaussian Random Fields. *Ap J*, 1986, 304 : 15
- [7] Efstathiou G, In: Heavens A, ed. *The Physics of the Early Universe*. 1990
- [8] Davis M, Efstathiou G, Grenk C S, et al The Evolution of Large-scale Structure in a Universe Dominated By Cold Dark Matter. *Ap J*, 1985, 292 : 371
- [9] Kolb E W, In: Kolb E W, ed. *The Early Universe*.
- [10] Maddox S J, *MNRAS*, 1990, 242 : 43p
- [11] Maddox S J, *MNRAS*, 1991, 247 : 1p
- [12] Dalton G B, Efstathiou S J, Maddox S J. Spatial Correlations in a Redshift Survey of APM Galaxy Clusters. *Ap J*, 1992, 390 : L1

- [13] Saunders W. *Nature*, 1991, 349 : 32
- [14] Vogeloy M S, Park C, Geller M J. Large-scale Clustering of Galaxies in The CFA Redshift Survey. 1992, 391 : L5
- [15] Park C, Gott III JR, Costa L N D, Large-scale Structure in The southern sky Redshift Survey. *Ap J*, 1992, 392 : L51
- [16] Press WH, Schechter P. *Ap J*, 1974, 187 : 452
- [17] Efstathiou G. High-redshift Quasars in Cold Dark Matter Cosmology. *MNRAS*, 1988, 230 : 5
- [18] Cowce L L. *The Epoch of Galaxy Formation* : Klumen Academic Publishers, 1989, 31
- [19] Compbell A. A Density-gradient Model for the HII Galaxy I Zw 18. *Ap J*, 1990, 362 : 100
- [20] Izutoo Yü I. New Blue Compact Dwarf Galaxies with Low Heavy-element abundances. *A Ap*, 1991, 247 : 303
- [21] Rowan-Robinson M. *Nature* 1991, 351 : 719
- [22] Brown R L. CO Emission at $z=2.286$ in the Galaxy IRAS f10214 + 4724. *A J*, 1991, 102 : 1956
- [23] Bazon E, White S D M. The Appearance of Primeval Galaxies. *Ap J*, 1987, 332 : 585
- [24] Katz N. preprint, 1992
- [25] 张枚等, *天体物理学报* 1992, 12 (4) : 349
- [26] 马骥等, *中国科学* 1991, 11 : 1199
- [27] Lacey C, Silk J. Tidaily Triggered Galaxy Formation. I. Evolution of the Galaxy Luminosity Function. *Ap J*, 1991, 381 : 14

二十、现代宇宙论的成就与展望

曹盛林

(北京师范大学天文系)

1. 引言

惯性力是由于总星系的作用而产生的，这一思想最早为恩·马赫所阐明，这使人们想到把广义相对论应用于整个宇宙。实际上，爱因斯坦本人早在 1917 年就迈出了这一步，而从此也就开始了宇宙学及宇宙演化学——它们是研究宇宙起源，结构及演化的科学——的近代发展。但爱因斯坦讨论的是一个静态的无演化的宇宙，为了保持宇宙结构的稳定，他在自己的场方程中引入了一个宇宙常数 Λ 。1922 年前苏联数学家弗里德曼首次考虑了非静态宇宙，他在令 $\Lambda=0$ 的条件下，把宇宙的曲率视为随时间变化的函数，由此可得到一个动态（或膨胀或收缩）的宇宙解。

1929 年，哈勃根据 24 个已知距离和谱线红移的星系资料，确定了河外星系红移 z 与其距离 d 的线性关系，这就是后人称谓的“哈勃定律”。1930 年爱丁顿把星系红移归结为星系相对观测者退行的多普勒效应，于是哈勃定律的发现成了宇宙膨胀的观测证据。从此，宇宙学从单纯的理论探索发展成为天文观测与理论模型相互密切交错的观测科学。是现代科学最诱人的重要分支之一，可以看作是 20 世纪的一项重大成就。

从观测上，威尔逊山天文台从 20 年代起就把大尺度宇宙的空间探索定为长期的研究项目，并成为兴建海尔天文台 5m 望远镜及其分光设备的一个强大推动力。哈勃-哈马逊研究组确定了两个方向。一是重新修订宇宙距离尺度，改进哈勃定律中的常数值——

哈勃常量 H_0 ，另一方向是向更暗弱的星系进军，发现具有更大红移的星系，以验证哈勃定律的延伸性质。

从理论上，勒梅特在 1932 年提出，现在观测到的宇宙是由一个极高热、高密状态的原始火球膨胀而来。1948 年，伽莫夫又发表了“宇宙的演化”等文，并与阿尔弗、贝特等人探索了在高热、高密的宇宙中“化学元素的起源”问题。这个大爆炸宇宙理论模型一方面预言了宇宙中物质元素的丰度比，特别是关于 25% 的氦丰度，这与实际观测到的丰度符合得很好。另一方面又进一步预言了早期宇宙的热辐射，遗留至今估计其辐射温度约为 5K。

宇宙学发展到这一步，经历了一个大的曲折。因为在当时，大多数物理学家很难认真对待任何一种早期宇宙理论。因此，大爆炸理论虽然出现了，但并没导致对宇宙微波背景辐射的探索。尽管单从技术上，50 年代和 60 年代完全有可能探测到它。但直到 1964~1965 年间两位射电天文学家彭齐亚斯和威尔逊利用贝尔电话实验室在新泽西州荷尔姆德的克劳福特山上建立起的具有低噪声工作波长为 7.3cm 的 20 英尺角状反射的特殊天线去测量高银纬区所发射的射电波的强度的研究中才意外地发现了这早就被预言了的宇宙微波背景辐射，并确定它的温度是 $(2.3 \pm 0.3) \text{ K}$ 。这一意外的发现，对宇宙学研究的发展起了巨大的推动作用。

从观测上要求确定出背景辐射的黑体谱型及进一步准确测定其温度及局部的起伏，有力地推动了空间天文的发展。

理论上，热大爆炸宇宙模型成为大家公认的“标准模型”。它为详细地推算宇宙的演化历史提供了准确依据。基于广义相对论的弗里德曼-罗伯逊-沃尔克 (Friedmann-Robertson-Walker) 度规的相对论宇宙模型为这种反推提供了强有力的武器。它可追溯到宇宙大爆炸后的 10^{-43} s ，即所谓普朗克时间，其时宇宙温度高达 10^{32} K ，能量接近于普朗克能量 10^{19} GeV 。在这个时期，粒子物理的标准模型大统一理论是适用的，它可以提供宇宙暴胀的机制。因为在物理学中它提供夸克和轻子的基本理论，但仅被检验到近约

10^3GeV 的能量, 因此, 宇宙学给它提供了一个更高能的实验室. 而随着宇宙膨胀, 温度和能量不断下降, 又为其它更低能条件下的物理理论提供了演兵场, 它们在宇宙中粉墨登场的时期虽然短暂, 但却能在宇宙中留下自己的足迹. 可以说, 我们的宇宙现存的一切, 都是宇宙演化不同阶段所留下的活化石. 而宇宙学的重要任务就在于发现这些化石并找出它的形成年代及相应的物理条件. 但宇宙考古学与一般考古学之间也许有一个重大区别, 即它一方面可根据现在对宇宙的观测结果去反推过去, 另一方面又可在大爆炸宇宙模型下, 由特定的理论模型推及现在可能观测到的各种化石, 这两方面相互接近, 相互补充, 最后达到理论的完全合拢.

2. 宇宙学的观测基础

人们常说: 天文学是一门数据贫乏的科学. 宇宙学尤其如此. 观测者 (和他们设置的装备) 对于在宇宙中处于遥远距离探测对象的每一个天体都必须付出昂贵的代价. 但即使如此, 现代宇宙学确实有其坚实的观测基础, 加之现代的多波段全方位 (地面、空间甚至在其它星球上) 的观测技术的发展, 使人们有理由期待今后 10 年内将在观测的量和质的两个方面同时取得突破性进展, 使目前很多尚未确定的因素取得准确的判据, 从而使宇宙学的“随意”因素有可能唯一地确定下来. 对于宇宙的描述视为画“鬼”的时代将一去不复返了!

当前涉及宇宙学的可观测对象包括宇宙的膨胀, 与此相关的是哈勃常量 H_0 、减速因子 q_0 、宇宙常数 Λ ; 与之对应的是宇宙的年龄 t_0 、当前的平均质量密度 ρ_0 、宇宙的真空特性. 另一方面还有宇宙化学元素的丰度、宇宙的物质成分 (ρ_i , i 分别表示重子、辐射等)、宇宙的微波背景辐射 (CMBR)、包括它的谱型及空间结构; 其它宇宙学的背景辐射 (如红外、紫外、X 射线及 γ 射线等); 宇宙的重子数, 作为重子与光子比率的定量化. 此外, 宇宙中星系

及更大结构（星系团、超星系团和空洞）的分布及特征。

下面我们逐一地简要介绍它们已取得的成果及存在的困难以及解决这些困难的前景。

2.1 宇宙的膨胀

它是标准宇宙学的一个最基本的性质，在观测宇宙学中起着最基本的作用。从哈勃利用 24 个天体建立的哈勃定律；至今已观测到不少于 28 000 个星系的光谱除少数外，所有的红移都表明了膨胀的宇宙学性质，哈勃定律从天体的数量和距离深度上都大大地扩展。迄今已观测到很多红移大于 2 的射电星系，记录到的最大的星系红移不小于 3.8。所有星系的红移和视星等的关系虽然都显示出较理想的哈勃关系，但如何把这种关系推及到红移和距离的关系 $z = H_0 d_L$ 仍存在两方面的问题：其主要原因在于划定宇宙距离阶梯的困难性。为确定星系光度距离 d_L 的关键在于制订“标准烛光”（即找出带有“已知” L_i 的天体）。这除了对天体类型的选择外，还涉及对某类确定天体绝对光度 L_i 的确定及 L_i 自身的演化。这两个因素直接影响到人们对宇宙学参数的确定。例如哈勃最初利用造父变星确定距离，并得出哈勃常量的估计值 $H_0 \sim 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ ，而 1950 年后，当帕洛马山上那时最大的 5m 望远镜投入使用后，才发现哈勃当时使用的那类造父变星要比原来设想的约明亮 4 倍，这就使 H_0 降为 $200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ ，即小了一倍多。而现在 H_0 定为 $50 \pm 25 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ 。技术上，红移 z 的确定尽管很费时间但并无原则上的困难，而造成 H_0 的不确定性，仍然在于 L_i 的不确定性。为了回避人们对于 H_0 的认识上的不足，一般利用常数 h ： $0.4 \leq h \leq 1.0$ 使

$$H_0 = 100h \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$$

哈勃常量 H_0 描述宇宙的膨胀率，它是一个随时间变化的函数。通常用 H_0 表示宇宙当前的膨胀率。宇宙学符号中，常用下标“0”表示某宇宙学量当前的取值，如 q_0 、 ρ_0 等。

利用统计基础上的连续精致化的距离指示器，特别是哈勃空

间望远镜的投入运转，有希望在今后 10 年内消除 H_0 的不确定性。而后面我们将看到，这时一系列宇宙学参量确定的深远意义。

哈勃定律对于大红移（即更远距离）延伸的另一个重要问题是确定红移 z 和距离 d_L 关系对于线性函数的偏离。原则上，这种偏离的大小导致了另一个重要宇宙学参量 q_0 的测定。不少作者利用这种偏离确定了 $q_0 > 1$ （约 1.5）的值，它似乎表明，我们的宇宙具有封闭的性质。但遗憾的是，这种偏离受 q_0 的影响往往完全被淹没在星系光度的弥散之中。为此，人们一方面着手研究光度演化规律以尽可能减小哈勃图的弥散，另一方面研究不同波段观测到的星系的哈勃图，例如，利用红外 K 星等正比于 $2\mu\text{m}$ 流量的对数值所作的哈勃图其弥散就小于可见光波段的哈勃图。用这种方法确定的 q_0 值仍在 0 和一个有限数值之间，它们不足以对宇宙的开放或闭合性质作出判定性结果。

60 年代以来，发现了大量的活动星系核，如赛弗特星系、BL Lac 天体及数以千计的一类星体。这些天体具有很大的红移，特别是类星体，至今已确定其红移和视星等的已超过 7 300 颗，大多类星体的红移在 1.9~2 之间。目前红移大于 4 的类星体有 20 颗以上，其中已认证的最大红移为 4.897。这原本是将哈勃关系扩大到更大视向深度的宇宙距离的最好样品，但它们在哈勃图上的弥散不仅掩盖了 q_0 值的变化所造成的影响，甚至整个视星等随红移的变化也完全淹没在类星体光度的弥散之中。因此，人们甚至怀疑类星体红移是否仍是宇宙学性质的？近几年一些天文学家观测到大量大红移的类星体与小红移的星系“成协”的样品，以否定类星体红移的宇宙学性质、使大爆炸宇宙学面临新的挑战。

但人们利用各种物理性质的分类方法寻找“标准烛光”仍找到一些类星体的较好的哈勃图，对于 BL Lac 天体也通过合理的光度修正，减小了其哈勃图的弥散。特别是通过吸收线红移的认证分析，可以证实大红移的类星体确实是较星系处于更遥远的距离，所谓“成协”仍是观测上的投影效应。当然，这些争论并未

结束，但一些局部的精确观测事例仍是支持标准宇宙学的。这方面我国学者做了不少好的工作。

利用几何方法确定 q_0 值原则上还可通过天体的红移-角尺度变化和红移-星系计数的分析加以研究。但它们受到对天体原始尺度的不确定性及星系数密度的演化的影响。因此，对 q_0 值的估计仍不比利用哈勃图的方法有明显改进。

2.2 宇宙大尺度的均匀性和各向同性

人们往往习惯于把宇宙在大尺度上的均匀性和各向同性视为一种近似的假设，它可回溯到爱因斯坦最早的工作，他作此假设并非基于观测而仅为了简化数学上的分析。而标准宇宙模型，其基石是 FRW 度规的高度对称性。

今天对于我们宇宙可观测的部分其均匀性和各向同性已有其丰富的观测证据。我们可以从多方面的观测事实来说明。

(1) 比较典型的天文距离尺度可以列出下表：

天 体 对 象	尺度或距离 (cm)
太阳的直径	1.4×10^{11}
典型的恒星际距离	3×10^{18}
星系的直径	10^{23}
星系团中典型的星系间距离	10^{24}
典型的星系团尺度	$10^{25} \sim 10^{26}$
宇宙的哈勃半径 (H_0^{-1})	10^{28}

由表中数据可见，宇宙的可观测尺度比物质的最大成团尺度超过了两个量级，而体积上则超过六个量级，即如果把最大的星系团视为一个球状，其体积将仅占我们已观测到的宇宙的哈勃体积的一百万分之一以下。

(2) 微波背景辐射 (CMBR) 的理想黑体谱型和温度的空间均匀性是宇宙均匀和各向同性的最好证据.

除去 10^{-3} 的偶极误差 (它被解释为我们的银河系向室女座方向的局部“下落”), $\frac{\nabla T}{T}$ 在大尺度上按角范围由大约 10 角秒到 180° 分立天线间的误差小于 10^{-4} . 这一事实除了标志宇宙在变为透明时期 (在大爆炸后 100~200 万年遗留下宇宙背景辐射化石) 是高度均匀各向同性的, 而且表明从那时起至今, 宇宙一直是在均匀各向同性地膨胀着. 否则它的非均匀性会导致 CMBR 温度均匀性的破坏. 而观测到的 $\frac{\nabla T}{T}$ 的误差值, 确实可通过早期宇宙大尺度结构形成时与宇宙背景辐射的相互作用即所谓泽尔道维奇效应加以介释.

(3) 模糊射电源分布和星系本身的 X 射线辐射背景的各向同性约以 5% 的精度表明了宇宙的均匀与各向同性. 具有有效深度约 $200h^{-1}\text{Mpc}$, 约包含百万星系的里克星表和具有有效深度约 $60h^{-1}\text{Mpc}$ 的红外精选星系的红外星表都提供了星系分布各向同性的证据.

(4) “宇宙本动速度场” 确定均匀性的证据. 在 $60h^{-1}\text{Mpc}$ 的尺度上, 量级为 600km/s 的本动速度已被测量到, 粗略地估计, 在这尺度内 $(\delta\rho/\rho) \sim 10^{-1}$.

2.3 宇宙的年龄

宇宙由大爆炸创生, 开始了自己的演化历史, 其膨胀年龄由哈勃时间标志. t_0 的估算与哈勃常量 H_0 及宇宙的物质密度 ρ_0 有关. 常用 $\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c}$ (ρ_c 为临界密度 $\rho_c \equiv 3H_0^2/8\pi G = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) 表示宇宙的物质密度. 因此, H_0 的不确定性也导致宇宙年龄的不确定性, 按目前对 H_0 的估计 t_0 约为 98~245 亿年.

宇宙的年龄应大于宇宙中任何可观测到的天体所能测算出的天体年龄. 例如: 按地球上所存在放射性物质的半衰期测定及有

关元素的丰度比推测地球的年龄约为 7×10^9 年；按恒星演化理论推测太阳年龄约为 $(5 \sim 8) \times 10^9$ 年；而按赫罗图的特性，分析球状星团的年龄为 10^{10} 年；又由星系演化理论推测银河系年龄约为 1.2×10^{10} 年。

综合各种因素，目前天文学家倾向于认为宇宙大爆炸约发生于 130 亿年前。

2.4 宇宙微波背景辐射

宇宙微波背景辐射提供了宇宙起源于热大爆炸的一个基本证据。可以说，它是迄今对于与宇宙学有关的最完美的观测结果。特别是 COBE 卫星，通过远红外绝对分光光度仪得到图 20.1 中给出的微波背景辐射谱，图中的小方框表示测量误差瓣。通过较差微波辐射计测量天空中两点发射的微波辐射之差，它使用了能交互与一个接收器连接的两个喇叭天线，确定了角尺度从 10 角秒到 180° 范围 $\frac{\nabla T}{T} \leq 2 \times 10^{-5}$ 。这为我们进一步研究宇宙大尺度结构的形成及其特征的工作提供了可信的强有力的观测限制。

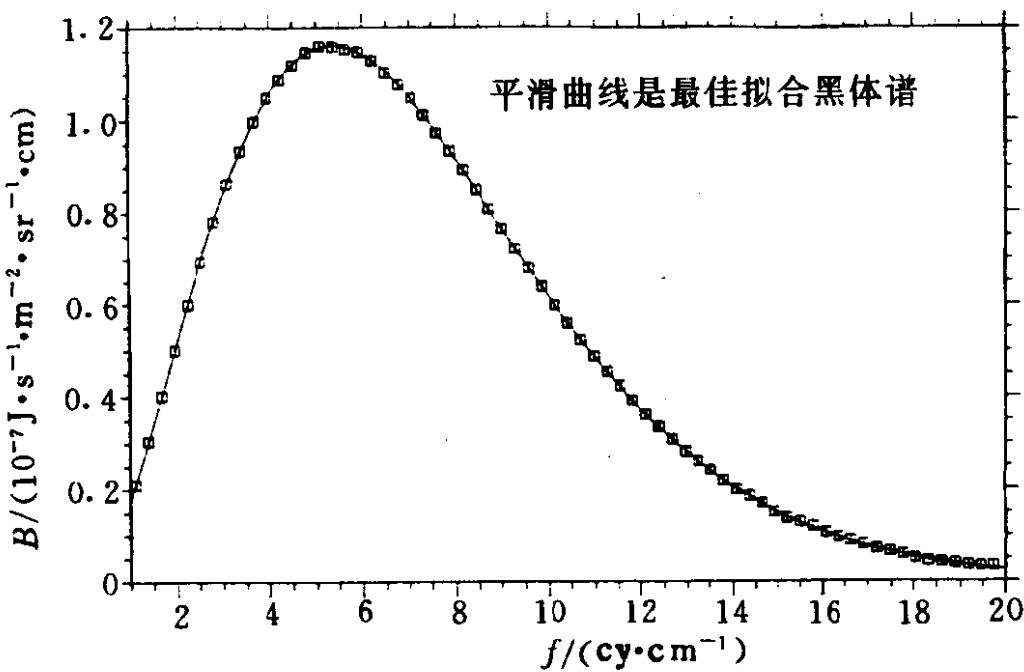


图 20.1 COBE 测得的微波背景辐射谱

人们进一步期待 COBE 更新的观测结果，特别是其中的弥漫

红外背景实验仪,通过寻找 $1\sim 300\mu\text{m}$ 波段天空中的绝对亮度,搜寻来自第一代的原星系、星系和恒星的红外光,进行迄今为止的最灵敏的搜寻.这些观测完成后,可以提供对于星系甚至恒星形成早期历史的化石般的证据.

2.5 轻元素丰度

原初核合成是检验标准宇宙模型的最早观测证据.宇宙中的核反应发生于 $t\simeq 0.01\sim 100\text{s}$ 之间,相应温度 $T\simeq 10\text{MeV}\sim 0.1\text{MeV}$.几种显著的产品有氘 D $\left(\frac{\text{D}}{\text{H}}\simeq n\times 10^{-5}\right)$ 、氦³ He $\left(\frac{3\text{He}}{\text{H}}\simeq n_1\times 10^{-5}\right)$ 、氦⁴ He (质量因子 $Y\simeq 0.25$) 和 锂⁷ Li ; $\left(\frac{7\text{Li}}{\text{H}}\simeq 1\sim 2\times 10^{-10}\right)$.比较观测丰度与理论“推断”的原初丰度提供了一个支持标准宇宙学模型的有力证据.目前通过上述四个同位素丰度的理论预测与观测丰度间的符合一致,提供了重子对光子数间的比率 η ,它是在 $\eta=(4\sim 7)\times 10^{-10}$ 范围.并由氘丰度可推知重子物质对宇宙总质量的贡献 Ω_{B} 为 $0.015\leq\Omega_{\text{B}}h^2\leq 0.026$,若取 $0.4\leq h\leq 1.0$,则有 $0.014\leq\Omega_{\text{B}}\leq 0.16$.这对宇宙的物质成分给出了严格的限制.也是对宇宙中非重子暗物质的存在给出了强的理论和观测的依据.

2.6 宇宙的物质密度:宇宙中的暗物质

通过哈勃图等原则上可以利用几何方法确定减速因子 q_0 ,再由标准宇宙理论模型可计算宇宙的物质密度.我们已指出由于光度和数密度演化的不确定,致使我们无法确定 q_0 .由各类天体的总光度及质光比的分析,我们可以定出宇宙中发光物质对宇宙总物质质量的贡献 Ω_{L} 为:

$$\Omega_{\text{L}}\simeq 0.01 \quad \text{或更小}$$

令人惊讶的是由发光物质提供的质量仅占宇宙临界密度的 1% 或更少.

为探测宇宙中的不发光的“暗”物质,人们利用了探测宇宙

局部质量的动力学方法。下面我们简单地介绍几种观测结果：

(1) 利用来自中性氢的 21cm 发射线，观测确定的星系附近物质旋转速度曲线，发现旋转运动速率几乎不随半径变化而保持常量。它表明这些星系外围存在着 10 倍以上于发光物质的星系晕物质

$$\Omega_h \gtrsim 0.1 \simeq 10\Omega_L$$

这里 Ω_h 表示晕物质的贡献。它以强的证据表明了宇宙中暗物质是质量密度的主要成分。而由重子物质下限 $\Omega_B \geq 0.015$ 与 $\Omega_L \leq 0.01$ 比较知道，暗物质中必定包含有重子物质。其实这是不足为奇的，因为诸如太阳系中的行星、老年白矮星、中子星及黑洞、都是不发光的重子物质。

(2) 宇宙位力定律

如果一个星系团是由引力束缚的松散系统则位力定律对它是适用的，且有：

$$GM = 2\langle v^2 \rangle / \langle r^{-1} \rangle$$

这里 M 是星系团的质量。 $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ 是星系均方根速度， $\langle r^{-1} \rangle$ 是星系间平均间隔的逆。由这种方法可确定

$$\Omega_0 \approx 0.1 \sim 0.3$$

然而，这种方法存在以下几个问题：一是星系团是否成球状客体？其次是每个星系速度的投影效应，更严重的问题是关于星系是否属于该团的确定，因为速度 v 的估计可由总红移对哈勃流红移的偏离给出。

(3) “室女流入”方法

室女星系团离我们较近(约 20Mpc 远)，观测表明其中星系密度有所增加。前面我们已说过微波背景辐射约在 0.1% 的偶极偏差，表明的银河系也有向其“下落”的速度。这预示着它有一个较大的质量。估计为

$$\Omega_0 \approx 0.1 \sim 0.2$$

利用由红外观测推演的物质分布也有 $\Omega_0 > 0.2$ 。

(4) 在更大尺度上利用宇宙位力和能量定律可推断

$$\Omega_0 \approx 1$$

这一结果表明宇宙中必然存在大量的非重子暗物质。这从天文学角度支持了物理学中关于中微子静质量非零的可能，和粒子物理学中关于弱相互作用中重粒子存在的可能。这些不同性质的非重子暗物质对宇宙中星系及大尺度结构的形成过程具有重要意义。

另一方面，由通常星系等较大成团的发光物质推断的 Ω 仅为 0.2，故对于“较小成团”或非成团光滑分布的物质

$$\Omega_{\text{smooth}} \simeq 0.8 \pm 0.1$$

以上概述了宇宙中物质分布及成分的总体特征。

2.7 宇宙中真空的特性

我们曾提及爱因斯坦为了建立一个静态宇宙解引入了宇宙常数 Λ 。而弗里德曼动态宇宙解得到后， Λ 显得不必要，爱因斯坦自认为这是他一生中“最大的错误”。魔鬼一旦放出，很难再回到瓶子里去了。往往一遇到难以理解的难题就求救于它。 Λ 也曾出现过两次“青春期”。

最初哈勃确定 $H_0 \simeq 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ 时，暗示着宇宙的年龄仅为 2×10^9 年。这甚至比地球年龄还小 3 倍以上。为了协调这两者之间的矛盾，有人求救于 Λ ，同时还借以解释星系在深空的某个位置十分密集的现象。它掀起了 Λ 项思想的第二次复苏。

Λ 项思想的第三次复苏是与宇宙的真空背景场的观念有关。真空并非一无所有，它甚至具有非零的能量密度，具有静质量为 m 的虚粒子在真空中不断产生和湮没。由于虚粒子的本征质量的平均密度并不进入宇宙密度的最终表达式，因而可以规定其为零。但量子理论将特征长度 $l = h/mc$ 与任何质量为 m 的粒子相联系，故一对新生的虚粒子的平均距离可用 l 来表征。其引力相互作用能估计为

$$E = Gm^2/l.$$

相应的能量密度可定义为真空能量密度

$$\epsilon_v = (Gm^2)/l/l^3 = Gm^5c^4/h^4$$

这种相互作用表现为排斥力,它很可能就是真空引力排斥的起因.

这种模式不仅给真空自发破缺理论带来物质背景,而且现代场论的概念最近已导致一种信念,即在宇宙演化过程中 Λ 是时间的函数. 即在宇宙最初瞬间,真空特性与现在不同;由于 ρ_v 非常大, Λ 项也很大并强烈地影响着宇宙膨胀的开始阶段. 这些假定有待于理论的进展及新观测事实的检验.

然而,宇宙常数在理论家中并不是很受欢迎的. 大多数人一致抱怨它是“讨厌的”. 它一方面破坏了理论结构的优美,另一方面把一个自由参数引入模型中,参数的随意变化失去了理论的预言能力. 大自然为什么会偏向一个正的宇宙常数,更不用说为什么又选定了一个特定的正宇宙常数值?

2.8 宇宙的大尺度结构

我们前面已多次强调了宇宙的均匀性与各向同性,它常常称为宇宙学原理或称“平庸原理”或者换句话说:宇宙的任何一点是互相平权的,不存在任何“优越点”.

因此,常常把宇宙视为均匀的常密度流体. 这对于早期宇宙而言,由具有极短平均自由程的基本粒子组成是十分好的描述. 对于今天的宇宙,当尺度大于 100Mpc 以上时它既是适当的具有启发性,而且又是相当好的近似. 然而,在较小尺度范围宇宙却显示了它的某些最突出和瞩目的特点——各种层次结构的存在,它包括行星、恒星、星系、星系团、超团和宇宙巨洞等. 而星系或星系团本身在宇宙空间又形成链状及蜂窝状结构. 这些结构的存在是今天宇宙的重要性质,并且很可能是它提供了解宇宙演化的一个关键线索. 虽然对恒星和行星的起源和演化的理解是宇宙学领域之外的问题,但星系和宇宙大尺度结构的起源必定是和整个宇宙的演化密切相关的,它构成了现代宇宙学的一个重要研究领域.

形象地说, 为了对宇宙结构有正确理解, 我们应当知道物质和光源两者在宇宙学尺度 (比如说在边长为 $1000h^{-1}\text{Mpc}$ 的量级) 上典型体积中的详尽分布. 然而, 我们所能看到的仅是星系, 更何况由于各种手段的限制我们仅能看到具有足够亮度的星系, 如同我们已作过的那样. 而前面的很多已提及的观测表明, 发光物质仅占宇宙中物质的极小部分. 但无论如何尽可能完整的观测样品毕竟将为理解宇宙大尺度结构提供充分有效的依据.

通过前面介绍过的探测物质密度的动力学方法可以确定不同大尺度天体中的平均密度与宇宙平均密度的反差 $\frac{\delta\rho}{\rho}$. 对于星系、星系团和超团分别为: 10^5 、 10^2 和 10^0 .

为了定量地给出星系在宇宙空间中的分布特征, 常利用所谓 n 点相关函数的分析方法. 最简单的是两点相关函数 $\xi(r)$. 它定义为在距一个天体为 r 的距离上找到另一个天体的概率. 不少作者利用一些局部天区中星系或星系团的完整样品用蒙特卡罗方法进行两点相关函数的模拟计算. 结果发现, 函数 $\xi(r)$ 有下述形式

$$\xi(r) = \alpha r^{-\beta}$$

α 称为相关幅度. 值得注意的是对于不同尺度天体的检验结果, 当 α 从 20Mpc 到 1500Mpc , 人们得到的结果几乎相同, 并且指数 $\beta=1.8$. 这种分数指数, 在几何上反映了某种分维性质, 说明宇宙大尺度结构上存在某种“自相似性”. 指数 $\beta=1.8$ 也可通过无相互作用的 n 体模拟的数值计算得到.

近几年来也有作者认为: 对于不同特征的星系, β 值并不严格相等. 并且提出了相关函数的多重结构和两分量模型. 后者认为, 有少量的星系 (约占 $1/5$) 成均匀分布而其余星系按分维分布. 而前者根据星系的光度特征, 得到了对于不同光度的星系有不同的 β 值. 得到确切的相关函数对了解星系的形成无疑是十分重要的. 一方面它要求我们改进统计方法, 如近几年出现了分析大尺度结

构的镶嵌理论。它对一定天体的分布样品所占空间进行特定的分割，使每个天体被一个分割出的凸多面体（平面上则是一个多边形）所包围。不难想像，这些多面体的几何性质（如面数、顶点数、边数、最大边长、总边长、最大面积、总面积、体积等）受天体分布性质的很大影响。因此，对上述各种几何特征进行统计分析，其统计特征可以更精确地反映天体的原来的分布特征。

另一方面，要求更多更完整的观测样品。

现今十分现实的目标是先观测宇宙适当大的体积，得到对于数百万星系的各自的天空位置、速度和距离。目前最大的星系表 APM 星系表，由大约 500 万个星系组成，其有效深度为 $600h^{-1}$ Mpc。已知红移的星系总数仅有 28 000 颗，且最大的系统观测，宇宙观测的 CfA 切片包含约 9 000 个具有红移的天体。

要获得更多更完备的样品，存在两方面困难：一是技术上的，要求不断提高发现更暗弱天体和更大红移的技能；另一是时间上的，例如为得到距离，目前的方法是确定红移，自然是要得到天体的光谱信息，而用传统技术，单个红移的确定约需半小时的时间，而典型的望远镜每年仅有约 3 600 有效的观测时间小时，这种情况远非理想的。然而，情况有希望改善，作为大红移观测使用自动的和多重对象摄谱仪技术在今后十年内会完成。事实上，在芝加哥和普休斯顿的天文学家小组已开始了一个长达十年的观测计划，以得到百万个星系的红移，北天观测的红移约达 0.1。我国的天文学家也正在计划进行光学的和射电观测的巡天，在我国近十多年来对宇宙学的理论研究及局部观测成就的基础上，进一步在大面积的系统的巡天观测中作出具有特色的新工作。

2.9 关于红移起因的论战

前面我们介绍了关于红移观测对宇宙学的局部挑战，他们在承认星系红移宇宙学性质的前提下，对类星体红移的宇宙学性质提出了质疑。这里我们简要地叙述关于红移本质的争论。目前，从物理学角度上得到确切证实的红移形成机制只有两种：一是标

准宇宙模型所依据的多普勒效应，另一则是广义相对论所预言的引力红移。

(1)为什么不能用引力红移机制来解释天体的红移现象呢？其理由有三个：首先，如前所述就宇宙目前的平均密度值而言，这种效应在整个宇宙平均引力背景中是太微弱了；其次，由引力原因引起的谱线位移是与距离平方而不是直接与距离成正比；最后，也是更重要的，它应是蓝移而非红移！如果把宇宙物质分布视为均匀的，以观测者为中心到光源的距离作一球面，而我们知道，球外物质对球内物质没有引力效应。因此，由该球表面的光源出发，光向球心传播，类似于地球上的光子向下运动，只能导致蓝移！因此宇宙天体的红移不可能是由引力所致。

(2) 关于光子红化的假设

为了回避难以理解的“大爆炸”宇宙模型，从哈勃定律发现开始，就有人提出关于光子红化的假设。如果光子在广袤的空间中传递过程中会发生某种能量损失，按量子理论会导致光波长的增加——光子红化。

而能量损失机制可能有两类情况，其一是与星系际介质的相互作用，但这不仅导致红移而且会伴随散射过程造成星系成像轮廓的不清，但观测上并没有发现这种现象。另一情况是直接假定光子随时间的老化，而这种过程必然与能量大小有关，即频率越高的光子红移应该更大，而星系的光谱分析中并未发现红移与频率相关的现象。相反，恰恰是用不同波长谱线的相应的移动量来确定红移值的大小。加之，如果确实存在光子老化现象，凭现在对频率的分辨精度，在地面的实验室中也早就应该被探测到，但事实恰恰与之相反。

(3) 关于红移的 Wolf 推测

近几年美国罗彻斯特大学的 Wolf E 提出一种新的红移机制。由其推测，如果光通过折射率在空间和时间两方面都可任意改变的弥散介质的话，那末这种光就能发生红移。如果在介质之

中存在适当的相互关系的话，即使整个光源是静止的，光也会改变频率。其计算表明，上述结果很可能是像多普勒效应那样的频移贯穿整个光谱。围绕在类星体周围的物质可能是各向异性的，这是因为类星体经常放出的物质是湍动射流或其它不规则的射流。但这样红移机制即使可能也必然伴随光的无规散射而使天体轮廓模糊。而且目前的观测并未显示出这种迹象。

以上简述了当前宇宙学的观测成就及展望。它一方面是对大爆炸模型某些理论预言的肯定性的证明，另一方面又对研究宇宙演化的进一步详尽分析作了观测方面的严格限制，随着精度的进一步提高，这种限制将更加强。从而对模型选择的唯一性大为有利。但观测上留下的不确定性，仍给多种模型留下了继续存留的机会。因此，谈及宇宙的终极模型仍为时过早，不过，它必将指引我们逐步逼近客观宇宙的普遍真理。

3. 宇宙学的理论模型

前面我们对宇宙学的基本观测事实的讨论显得是零散的、各观测量之间虽然也显示了一定的内在关系，但毕竟缺乏一个完整的统一形象。如何将它们包含于一个自洽的统一模型之中这是理论研究的基本任务。在人类已知的物质间四种基本相互作用中，唯有引力相互作用支配着天体和宇宙的整个结构和演化特征。牛顿引力理论，曾在天文学发展中起过巨大的作用，从理论上预言了海王星的存在并得已证实，成为标志其力量的顶峰。然而，牛顿引力理论也正是在导致其辉煌成就的天体力学中面临了第一个灾难性的困难，这就是关于水星近日点进动值的计算。而利用牛顿引力理论来研究宇宙学，更遇到一系列难以克服的困难。著名的奥尔伯斯佯谬就是一个典型的例子。正如我们在前言中曾谈及的，爱因斯坦广义相对论的出现才成了宇宙学近代发展的里程碑。

3.1 爱因斯坦引力论的基本思想

爱因斯坦通过伽利略所最先指出落体运动与物体自身质量及物质成分无关，和引力质量与惯性质量严格相等的事实，提出了著名的等效原理。按照这个原理，当一个与外界“隔离”的观测者的加速度表给出某个确定指示时，他将不能判断他所在的体系是静止在一个引力场的表面或者是在自由空间作加速运动。相反，当他的加速度表指示为零时，他也不能判断他的体系是在自由空间作匀速运动或者是在引力场中作自由下落的加速运动？因此，在引力场附近的一个局部的时空范围内，加速运动体系与惯性系之间也成为不可区分的。这就要求把爱因斯坦建立的仅适用于惯性系的狭义相对论，推广到包括非惯性系亦适用的广义相对论。由于惯性质量和引力质量的严格相等，因此在建立引力场中一客体的运动方程时，客体的质量将在方程中完全消失，剩下的只是与时空参量有关的几何量。

爱因斯坦认为：在存在引力场的情况下，所有物体都沿时空测地线运动，而由于物质的存在时空不再是平坦的，因此，测地线不再是直线，一种典型的例子就是球面上的大圆线。在这样一个弯曲时空中运动的物体，不论其质量或化学成分如何，均沿着同样的测地线运动。这样，引力场的作用归结为时空特性对于平坦流形特性的一种偏离。

爱因斯坦的引力场方程是把描述时空弯曲特征的几何量——爱因斯坦张量与表征弯曲的引发者（即引力源）的物理量——物质及辐射的能量动量张量联系了起来。按照爱因斯坦理论，引力场不仅是由质量产生，而且也与运动中物质的动能、压力或更为复杂的条件下表现出的各种能量有关。所有种类的物质都经受着引力（实际上就是时空的弯曲）的作用，所有种类的物质都对引力场的产生作贡献。例如，引力场同样因电磁场以及其它物理场的存在而受到影响。

在弱引力场的极限情况下，爱因斯坦方程退化为牛顿万有引力定律，弯曲时空趋近于平坦的欧几里德时空。

3.2 宇宙时空的几何特征

爱因斯坦的引力理论既已把引力作用归结为时空的弯曲性质，因而研究宇宙时空的性质无疑就反映了宇宙的整体物质性质。我们已指出，宇宙时空大尺度上的均匀性已是由观测强力支持的客观事实。因此，几何上对均匀性的完整描述必然将反映出宇宙物质整体分布的客观现实。它必然与爱因斯坦场方程的求解结果相符合。也就是说，标准宇宙学的 FRW 度规只需通过简单的几何方法就可精确地取得。

(1) 宇宙时空的曲率特征：作为宇宙时空几何属性的第一个重要特征就是它的曲率性质；它直接影响到宇宙演化的未来前景。

几何上，空间的基本内禀性质可由其曲率参量表征。在标准宇宙学的 FRW 度规中有一个曲率参量 k ，它可取 $-1, 0, +1$ 三个不同值，分别对应于开放（具有负曲率的罗巴切夫斯基几何）、临界（零曲率的欧几里德几何）和闭合（正曲率的黎曼几何）的宇宙。观测上可从三种不同角度加以检定：

几何上，它们可以通过几何对象的内禀属性表述。例如三角形的内角和是小于、等于或大于 180° 。前面提及的通过角尺度变化或计数变化检验 q_0 或 Ω_0 就是基于此。从宇宙运动学角度出发，它决定了宇宙膨胀的“加速”性质。原则上可以通过哈勃图对直线的偏离来检验。 q_0 是小于、等于或大于 0.5 则分别描述开放、临界或封闭的宇宙性质。

从动力学角度考虑，宇宙的曲率性质由其平均物质密度决定。并通过 Ω_0 是小于、等于或大于 1 加以描述。原则上，它可通过各种动力学方法探测宇宙的各种物质成分对于平均密度贡献的总和加以确定。

对于开放和临界的宇宙，今天观测到的宇宙将永远不停地膨胀下去；而对于闭合的宇宙，膨胀率将不断减小，以致停止并转为收缩。形象地说：宇宙中的天体有如在引力场中散开而向外飞奔的石头，而宇宙引力背景场使之不断减速，但如果引力场足够

微弱，以致向外散开的石头达到或超过“逃逸速度”则这些石头将不断向外散开而不再“回头”。但若引力场足够强，则石头迟早将被拉回，宇宙则由膨胀转为收缩。但收缩到什么时候才停止？或者是否会重新被反弹为膨胀或收缩到奇点再重新爆炸？这是当前理论上仍在探索的问题。它涉及量子宇宙及量子引力理论的建立。而不同理论模式将给出差别极大的反弹或再爆炸的模式。

宇宙三种可能曲率究竟属于那一种情况，这是一个观测问题，不可能从理论上加以选择。但遗憾的是，由于宇宙天体的光度和数密度的分布特征及演化带来的统计上的弥散，使通过运动学的观测确定 q_0 遇到了很大困难。解决问题的前景很大程度上寄希望于对宇宙平均物质密度的探测。但理论上可以期望，如果不存在非重子暗物质，宇宙必将是开放的。而总质量占绝对优势的非重子物质将造成宇宙的闭合。另一方面，非重子暗物质的存在又直接影响到星系及宇宙大尺度结构的形成过程及最终的尺度及分布特征。因此我们可以期望通过对宇宙大尺度结构特征的研究来探索宇宙的总物质平均密度，从而确定宇宙的整体曲率性质。暴胀宇宙模型，将绘出一个临界特征的宇宙。

(2) 宇宙学原理和外尔 (Weyl) 假设：简单地说，宇宙中任何一点是平权的，或者说宇宙中不存在任何优越点。这就是宇宙学原理，或称平庸原理或哥白尼原理。原理对宇宙的空间性质作了特定的限制。直观上往往把均匀性与空间的平直性联系起来。实际上，平直空间不能反映宇宙学原理。几何上，平面上的圆表现了圆周上各点的平权。一个圆周只需一个变量加以描述而它本身是被包容在一个二维平面上的。而球面是包容在三维空间的二维曲面，它由两个独立变量加以描述。设想一个包容于四维空间中的“三维球面”它要求三个独立参量和一个尺度因子 R (球半径)。这样一个三维超球面表现了满足宇宙学原理的三维宇宙空间的观测特征。

外尔假设认为：宇宙中星系的世界线组成正交于类空超曲面

簇 $\{\Sigma\}$ 的不相交的测地线丛 $\{\Gamma\}$ 。其实质是假定了时空的正交性。对于宇宙中任一事件 P ，它处于一个类空超曲面 Σ_P 上，对于该超曲面有 $t = \text{常数}$ ；另一方面有一条测地线 Γ_P 通过它，对于此测地线有 $x'' = \text{常数}$ 。当宇宙从时间 t 过渡到 t_1 时，则星系所在的类空超曲面由 Σ_P 变到 Σ_{P_1} 。

把宇宙学原理和外尔假设结合起来，并利用四维空间中的极坐标表述三维超球面就得到标准宇宙模型的 FRW 度规。在这个度规中，类空超曲面簇 $\{\Sigma\}$ 就是不同半径 R 的三维超球面；而测地线丛 $\{\Gamma\}$ 就是无限延伸的球半径 R 。因此，宇宙年龄即可通过 R 来标志，而宇宙的膨胀率即为 R 对时间的微分 \dot{R} ，它决定了观测中的哈勃常量 H ；而 R 对时间的二次微分 \ddot{R} 则反映了减速参量 q_0 。这样 FRW 度规把观测得到的有关宇宙膨胀的参量互相联系起来。在这模式中，星系的红移则归结为不同时期尺度因子 R 的比。

(3) 宇宙时空的拓扑性质：几何空间的拓扑性质包括空间的维数、连续性、光滑性；整体上的凸性。曲面的定向性是曲面的重要性质，像莫毕乌斯 (Möbius) 带就是不可定向曲面的例子。而我们的宇宙是可定向的，所有物理过程具有确定的手征性。这些性质和上面讨论的几何性质都是与广义相对论的前提是一致的。

连通性是空间的另一个重要的拓扑性质。而当前天文观测并未完全排除宇宙具有多连通拓扑结构的可能性。如果宇宙是多连通的，例如像一个二维环面那样，则宇宙中的任意两点间可能有路径不同的多条测地线相连。也就是说，一个发光体的光可以从不同光程的路径传到观测者。于是观测者将得到该天体的具有不同红移的多重像。从而可作为解释类星体红移计数中的周期现象。在量子宇宙学的讨论中，时空的连通性是更为重要的。

然而，对于环面结构的宇宙，其膨胀时必然包含两个以上的尺度因子随时间的变化。一般来说它们应是不同的，从而导致了宇宙膨胀的各向异性。因此可以推测在多连通宇宙中，应观测到

哈勃关系的方向性。

3.3 热宇宙——膨胀宇宙中的物理过程

在上面关于宇宙模型的讨论中，我们仅涉及了宇宙的力学和几何性质，几乎没涉及膨胀宇宙中所发生的物理过程。在宇宙膨胀的各个不同阶段中，这些物理过程在性质上和其引起的结果都很不相同，因而所涉及的局部物理理论也不相同。但前面叙述的观测事实已表明，有一点是相同的：即宇宙从整体上总满足均匀各向同性的特征。因此 FRW 度规将总会是适用的。它可一直追溯到宇宙大爆炸的极早时期，并揭示其中的最重要性质。例如，在利用 FRW 度规建立的场方程中，由于物质和辐射压强表达的差别，可以证明，宇宙早期必然存在一个以辐射为主的时期，随尺度因子 R 的增大到达某个临界值 R_c 之后，宇宙才由热平衡的辐射为主的状态转换到物质为主的状态。一般说来，宇宙的整个演化过程总是处于热平衡状态，但有几个转折的非平衡的短暂时期。

如此而言，由于早期物质处于高度致密状态，粒子间的相互碰撞概率极高，如果用 Γ 表示粒子间的反应率，而 H 为宇宙的膨胀率。当

$\Gamma > H$ 粒子处于耦合；

$\Gamma \leq H$ 粒子开始退耦。

处于耦合的粒子与整个宇宙浓汤中的其它粒子相互碰撞达到热平衡。而粒子退耦即遗出宇宙浓汤，退出热平衡而游离，才有可能开始它的新的演化历史。不同的宇宙模型将以不同方式进行不同的物理过程并产生不同的结果。例如，接近普朗克时期宇宙的不同膨胀速率将形成宇宙不同的化学元素丰度比，因此，对元素丰度的观测结果，成了对元素形成时期膨胀率的重要限制条件，而宇宙中的各类天体及大尺度结构又是在这种物质背景下形成的。因此，天体的观测性质又进一步加强了对物质成分的限定。就这样，人们必须在一定模型下，对于宇宙的膨胀、宇宙中物质的分

布状态及组成的各种不同的假设下进行一系列计算，并将结果与观测数据进行比较，决定模型的取舍，并逐步构成宇宙演化的完整图象。

(1) 早期宇宙的成就：爱因斯坦引力理论是一种非量子理论，因此，基于此理论的标准宇宙模型亦是非量子理论的。然而，当人们竭力追寻极早期宇宙的状态时，特别是当宇宙接近于它的奇点时期，量子效应必然是无法回避的。因此，标准模型的适用性必然受到挑战。我们可以通过对宇宙时空的曲率半径来估计标准宇宙模型的适用条件。用量纲分析方法来考虑在引力、量子 and 相对性（高速）三方面起决定作用的早期宇宙，并分别用引力常量 G 、普朗克常量 \hbar 和光速 c 来表示这三方面的效应。由它们可以给出一个具有长度单位的量：

$$r_P = (G\hbar/c^3)^{\frac{1}{2}} \approx 10^{-33}\text{cm}$$

这个长度 r_P 称为普朗克长度。它表明，一旦时空曲率半径小于此值时，量子引力效应不容忽略。与此相应可得到普朗克时间 t_P ：

$$t_P = r_P/c \approx 10^{-43}\text{s}$$

还可以得到一个特大的物质密度

$$\rho_P \approx 10^{93}\text{g/cm}^3$$

这三个数值，从不同参量，限定了宇宙标准模型的适用范围。当宇宙曲率半径 $r < r_P$ ，或时间 $t < t_P$ ，或 $\rho > \rho_P$ 时，必须用严格的量子宇宙理论来讨论当时的宇宙。虽然时间极短暂但对整个宇宙演化的命运却有十分重要的意义。

但标准宇宙模型在什么情况下可以完全适用呢？从物质密度观点出发可以说至少对于物质处于核密度 $\rho_N \approx 10^{14}\text{g/cm}^3$ 的状态下是可以的。与此相应的宇宙年龄 $t \approx 10^{-6}\text{s}$ 。比较在高密条件下的核反应速率 Γ_N 和当时宇宙的膨胀率 H 可以发现， $\Gamma_N \gg H$ ，因此有足够时间使当时宇宙中的物质在热平衡条件下来完成其可能的核反应。从物理学角度出发，要了解宇宙此时的演化产物还需

知道其它物理参量如温度和其它物理参数. 其中有两个最重要的参数是热力学函数熵 S 和轻子荷 L . 在早期宇宙中熵有一个十分明确的含义: 物质越热, 物质中的光子就越多, 每个光子的能量也越大. 结果, 每个重子所对应的光子数恰恰可以描述宇宙的熵, 通常称比熵并表以 s . 而宇宙的轻子荷数代表了宇宙中每一个重子所对应的中微子与反中微子数目之差加上电子和正电子数之差. 采用这两个数的优点是对于某个确定时刻, 它们几乎都是常数且在宇宙膨胀过程中保持不变. 此时, 宇宙仍存在冷起源与热起源的两种选择. 即令比熵 $s=0$ 为冷起源, 但若同时令 $L=0$, 则将导致宇宙中重子物质全都将生成氦, 这与观测到的宇宙中氢占 75% 而氦仅占 25% 的丰度比矛盾. 计算表明, 若令 $s=0$ 和 $L=2$ 可以得到与观测一致的元素丰度比, 但宇宙微波辐射背景的存在, 却要求宇宙为热起源. 伽莫夫的“热”方案就假定原初阶段的宇宙温度相当高, 也就是比熵 $s \gg 1$, 此时, 核反应结果几乎与 L 无关. 但因为当时定的 $H_0 \approx 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, 故宇宙的哈勃年龄仅为 20~40 亿年, 几乎接近于地球的年龄, 故他们认为宇宙现存的重元素全部由原初核过程产生. 而后, 由于 H_0 的减小, 宇宙年龄估计为 100~200 亿年. 因此, 原初核合成不需要考虑重元素的生成, 而允许它们在后来的恒星演化过程中逐渐生成.

微波背景辐射的发现和精确测定, 不仅证实了宇宙的热起源, 还通过对光子数密度的估计, 给出了宇宙的比熵

$$s = 10^9.$$

这个数值恰恰可以用以作为宇宙中重子数与反重子数对称性偏离的量度. 即为解释今天观测到的宇宙只有重子物质而没有反重子物质的事实只要求当宇宙年龄为 $t=10^{-36} \text{ s}$ 时, 由于物态偏离热平衡导致重子数和反重子数间产生的 10^{-9} 的对称性偏离, 即 $(n_B - n_{\bar{B}}) / n_B \approx 10^{-9}$.

宇宙学曾是一个备受怀疑的、不为“严肃”科学家所接受的学科. 的确, 它从爱因斯坦广义相对论出发, 由“哈勃定律”这

个微弱的观测事实推断宇宙早期的乍看来人们对其一无所知的条件，并得出宇宙可观测的最基本性质，并受到进一步观测的无可非议的完美检验，致使其发展成为今天物理学和天体物理学中最广泛和深远的课题。

(2) 暴胀宇宙——“标准模型”的困难

标准宇宙模型，虽然取得了巨大成就，但追溯到更早的宇宙年代却遇到了严重的困难。从形式上讲，这些困难可归结为奇性、视界和平性三方面的问题。

奇性问题：某种意义上说来，这是相对论本身的问题。本来，相对论是基于时空的均匀性和各向同性的假设前提出发，但却导致时空奇点的必然存在。而从宇宙学考虑，它意味着时空存在“起点”。那么在时空创生以前宇宙又是什么状态呢？广义相对论中的奇点，导致了黑洞概念的形成，为研究奇点的量子效应，发展了弯曲时空量子场的理论。这种理论自然地也能延伸到宇宙奇点的研究。

视界问题也称为因果性问题，其实质在于我们今天观测到的遥远天体，在大尺度上显示了均匀及各向同性。但这些天体所发出的光是起源于 t_R ，相应的尺度为 R_R ，但光是我们迄今认识到的最大速度，特别是相互作用的传递速度。因此，从宇宙创生开始到 t_R 时间所能给出的因果范围尺度 $r_R = ct_{R1}$ ，它也称视界计算表明 $R_R \gg r_R$ 。它表明，今天观测到的如此相似的大尺度宇宙似乎是不可能具有因果联系的。

平性问题：如我们在宇宙的观测成就的讨论中指出的，时至今日，宇宙已有 100 多亿年的历史，但至今仍未明显地表现出它是开放或封闭的性质，而种种迹象表明，今天的宇宙是十分平坦的。宇宙为什么这样“平”。从动力学角度考虑，为什么宇宙中物质的平均密度 ρ_0 如此接近宇宙的临界密度 ρ_c ？

形式上，如果假定极早期宇宙的膨胀过程中，有一个在较短时间宇宙尺度按指数增长的暴胀阶段，那么上述困难便迎刃而解

了。这个概念最初由古斯 (Guth) 等人于 1981 年提出的。

这里必须指出的是，问题的解决包含着独立的两个方面：一是由宇宙的观测所暗示的对宇宙膨胀过程的要求——有一个尺度按指数增长的阶段；另一则是如何由一定的理论模式使得在宇宙的演化中自然地产生一个尺度的指数增长阶段。这个理论模式可以是物理的或几何学的。古斯最初是在研究粒子物理学的某些大统一理论时，偶然发现了暴胀。大统一理论，简写成 GUT，主张强力，弱力和电磁力——即除引力之外的所有自然力，在非常高能即非常高温状态下合并成单一的力。这种温度虽然在实验室中难以达到，然而在宇宙年龄处于 $t=10^{-35}\text{s}$ 的瞬间，温度恰好处于此状态。因此也常把此时的宇宙称为 GUT 时期。

当宇宙迅速膨胀，导致温度降低，强力开始从其它力中分离出来。此时宇宙经历了一个类似于由水凝结成冰的“相变”过程之后，GUT 时期就结束了。虽然 GUT 预言了很多磁单极的出现，与现实宇宙中并未观测到磁单极的事实发生某种不协调，但宇宙的暴胀过程消除了这种矛盾。宇宙暴胀自然地把我们能观测到的宇宙区域变成平直，其中物质密度刚好等于临界值，与我们前面介绍的观测结果相一致。此外暴胀理论还通过暴胀后，将极早期宇宙中因量子起伏所产生的一些峰加以放大，使之足以成为形成星系及大尺度结构的“种子”。

暴胀的概念，可以说是粒子物理学与广义相对论相结合的令人惊讶而勇敢又极富想象力的产物。尽管它本身仍存在各种问题，但引起了很多理论家的兴趣，他们提出了各种修正方案，各种新暴胀模式纷纷提出，如前苏联的林德 (Linde) 提出了超引力混沌暴胀宇宙模型。粒子物理学中的超弦、超膜理论也都引入了宇宙学。

从理论上讲，暴胀宇宙的出现，是宇宙极早期量子效应不可忽略的必然结果，在普朗克时期以后，到一个适当的时期，理论上，可以通过“半经典量子宇宙模型”引入暴胀宇宙阶段。当然，

如果追溯到普朗克时期前，这种半经典模式也不再适用，必须借助于目前尚难以解决的理想的量子引力理论。它目前不仅是方法上的问题，还有一些基本概念的问题，例如如何实现时间和空间本身的量子化？这或许要等待着量子理论和广义相对论相结合的，更令人惊讶、更富于革命性的新观念的诞生。仅这一点，就已说明无论粒子物理及宇宙学抑或两者的结合，远没有达到认识宇宙的尽头。物理学中新的急风暴雨会在宇宙学中进行吗？

(3) 宇宙的简单年谱：通过上面的讨论，我们可以给出一个宇宙演化的简单年表。按时间、能量及宇宙的物理特征，粗略地划为九个不同阶段；并列如下表：

时 间	能 量	物 理 特 征
$<10^{-43}s$	$>10^{19}GeV$	所有四种力统一成一种力。量子引力和超弦时代
$<10^{-35}s$	$>10^{15}GeV$	引力同其它力分离，大统一时代，宇宙暴胀开始
$<1s$	$>1MeV$	强力同电磁力和弱力分离，暴胀结束，宇宙由炽热电子-夸克汤组成
$<50\text{ 万年}$	$>1TeV$	电磁力和弱力分离。夸克结合成质子，质子又和电子结合成中子。原初核合成阶段，形成氦和其它轻元素。
$<100\text{ 万年}$	$>1eV$	宇宙变成透明的。物质释放出辐射，形成可观测的微波背景辐射。
$<10\text{ 亿年}$		原星系开始形成，但大多数仍在现今可观测距离之外。
$<30\text{ 亿年}$		可探测的类星体及某些射电星系形成。
$<80\text{ 亿年}$		包括银河系在内的大多数星系形成。
$<130\text{ 亿年}$		太阳系形成或地球上生命开始形成。

3.4 宇宙演化的几何模型

前面我们进过，探索宇宙极早期演化阶段的形成，除物理模型外还可借助于几何模式。

(1) 均匀但非各向同性宇宙模型：为解决标准宇宙学中所遇到的几个困难，人们最初仍试图停留在广义相对论的框架上。

原来，在研究爱因斯坦场方程的精确解中，人们利用李代数，按不同的结构常数，将精确解进行了分类。其中有些类型的解保留了均匀性但并非各向同性。例如：著名的哥德尔解，它具有轴对称性质，具有闭合的类时和类空测地线。还有卡斯列模型及比安西模型。

但对这些非各向同性的模型考虑，既不能解决奇性和粒子视界问题也不能使平性问题得以明朗化。所以我们需要对经典相对论宇宙学引入某些新的概念。

(2) 芬斯勒宇宙模型：如果我们利用芬斯勒度规 $ds^4 = dT^4 + dR^4 \pm 2\delta dT^2 dR^2$ 描述宇宙时空。按突变理论，它是双尖点突变，当 δ 取不同值即令 $0 \leq \delta \leq 1$ 时，则它可描述时空创生 ($\delta=0$) 暴胀宇宙 ($0 < \delta < 1$) 和平坦宇宙 ($\delta=1$)。这样，我们今天所观测到的宇宙及反推的几个特殊的演化阶段可通过芬斯勒加上突变理论来统一处理。而 δ 的取值可与一定的物质状态相联系。在芬斯勒时空中也可建立起完整的相对论物理，爱因斯坦相对论仅是当体系运动速度 $v < c$ 条件下的特例。而在芬斯勒时空中，类时和类空运动是平权的，通常的光锥和视界是突变区域，其上将产生类时和类空运动的突变。

4. 大尺度结构的形成

宇宙的整体均匀性及各向同性不仅是一个基本假设，而且是由多方面观测有力支持的客观事实。那么在其演化过程中，如何形成我们已观测到的各种尺度的复杂结构呢？作为星系层次以下的尺度的形成，并不直接与宇宙的整体演化性质有关，而星系尺

度以上的结构形成应该是宇宙演化过程中某种因素引起的必然结果. 关于结构的起源也存在着两种不同的观点其一是星云说, 认为结构起源于弥漫于太空中的星云的聚集; 与此相反的则是灾变说. 目前更倾向于星云说, 并与热宇宙的演化协调.

4.1 引力不稳定性

从另一个角度出发, 我们可以研究膨胀宇宙中均匀介质的稳定性问题. 这也是宇宙学中最重要问题之一. 早在 1692 年牛顿就曾论证过均匀物质在粒子的相互引力作用下最终必然聚集成一巨大的团块或者聚集成为数众多的独立团块. 1901 年金斯提出若均匀介质中有小扰动 $\delta\rho(x)$, 且扰动尺度 λ 超过某个由介质中声速确定的特征尺度 λ_J (又称为金斯波长), 则此扰动将按指数规律增长. 但金斯理论是基于非膨胀宇宙的情况. 1946 年李弗西茨把金斯理论推广到膨胀宇宙的情况. 这个理论成为考虑膨胀宇宙中星系形成的基本出发点.

(1) 决定星系形成的三个基本尺度及其相应质量: 考虑均匀分布物质在扰动作用下成团的相关因素. 首先一个因素是视界尺度 λ_H , 它是光速与宇宙年龄的积, 此尺度描述了可能产生相互作用的最大范围. 以此尺度为半径的球体内所包含物质的总质量称为视界质量 M_H , 它标志了物质成团的上限.

金斯波长 λ_J 是由宇宙中介质的声速 v_s 与宇宙年龄之积确定的, 相应质量为金斯质量. 若扰动尺度小于金斯波长, 则它将像声波一样在介质中传递, 并随能量的损耗而消失. 反之, 若扰动尺度大于金斯波长, 则扰动将按指数规律随时间增长. 如果宇宙在整个演化过程中物质状态总是连续变化, 那么只可能有极小的机会产生足以引起持续增长的较大扰动. 但幸运的是宇宙的演化过程中, 必然存在质子和电子形成氢原子的“复合时期”, 它大约在宇宙大爆炸 10 亿年左右, 相应的红移 $z \simeq 1\,000$. 在复合前后, 物质的状态发生了急剧变化, 复合后的金斯质量将大大减小. 因此, 大量复合前小于当时金斯波长而未被完全阻尼掉的扰动在复

合后将转为增长，具体情况如图 20.2 所示.

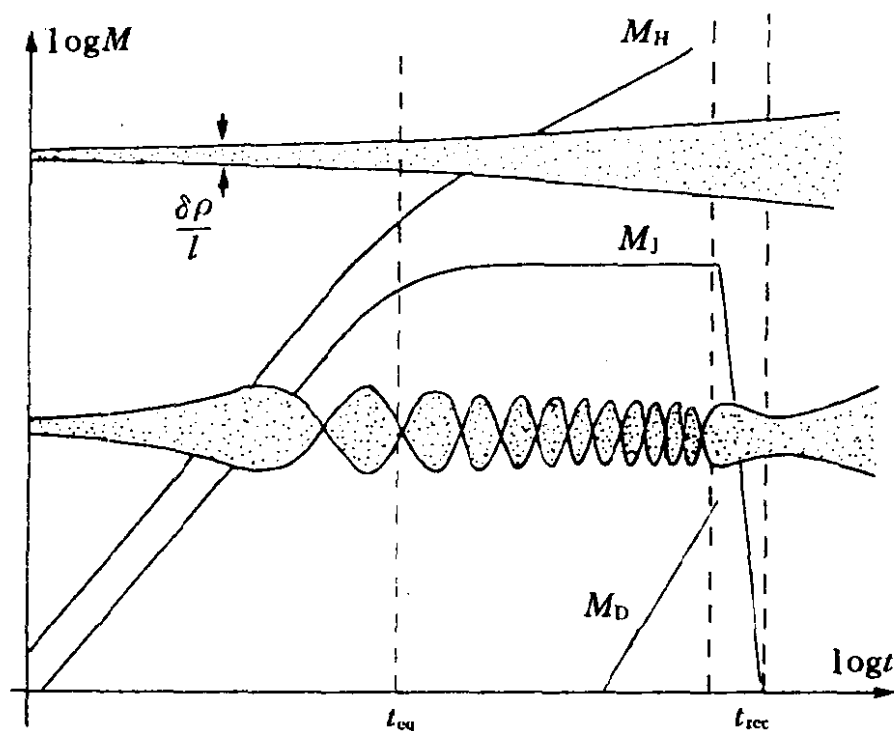


图 20.2 扰动尺度和金斯质量的关系

上述一般图象仍有一个令人失望的地方：即至此还没有给出任何线索来说明观测到的星系质量分布的原因。为此引入了阻尼尺度，由汤姆孙散射支配的粘滞性和热传导效应，将使一些较小尺度扰动被阻尼掉。因此，阻尼尺度将确定星系质量的下限，但上限并没有给出。

(2) 扰动的起源及特征：在均匀分布的宇宙中如何形成原初扰动，这种扰动如何增长并最后形成星系及宇宙中更大尺度的结构？从本质上说，扰动只能起源于物质粒子的运动，由于运动的不同形式，扰动大致可分为三种类型。

绝热扰动是指物质密度在物质的诸宏观体积间无能量的重新分配的状况下即在绝热状况下的扰动。金斯理论所依据的就是绝热扰动。通常所谓的金斯波长就是用的气体中的“绝热声速” v_s 。绝热扰动总会引起物质密度的扰动。例如，粒子向一个点或向一条线或一个面的集中运动都可视为绝热扰动的结果而发生的。

涡流扰动是均匀物质中扰动的另一种类型。一般情况下，涡流运动并不改变空间密度分布，因而不产生造成引力不稳定性的扰动引力。但如果涡旋包容了足够大的质量，或运动速度足够高，以致相对论效应不容忽略，则运动的动能等的引力效应会产生相对论引力效应，形成附加的扰动引力。

还有一种对热宇宙模型是十分重要的扰动类型是“熵扰动”。我们已说过，宇宙的早期有一个辐射为主的阶段。那时宇宙辐射背景的质量密度远远大于一般物质密度。设辐射背景在空间均匀分布，而一般物质则呈现出凝聚与稀疏状态。由于物质质量很小，因此它的质量、引力和压强均可忽略。因此，一般物质的某种凝聚并不改变宇宙的均匀性。我们已说过，比熵是光子数密度与重子数密度之比，因为光子数密度是均匀的，而重子数由于凝聚而不均匀，造成空间比熵的不同，因此实际上形成了比熵的“扰动”。

当然，对宇宙学而言，这些扰动必须在相对于膨胀着的物质背景中加以处理，它们随时间的演化特征必然影响着宇宙现时结构的生成。但遗憾的是人们对初始条件太无知。因此，必须将初始扰动参数当作一自由参量，并试用各种假设以计算其影响，再与观测到的数据加以比较。

4.2 扰动谱及其增长

(1) 进视界扰动谱：如果说星系以上尺度的天体是由宇宙的原初扰动的增长而形成，那么它们的密度反差 $\frac{\delta\rho}{\rho}$ 和空间分布的相关性质为分析原初扰动谱提供了重要依据。在辐射为主的宇宙中，扰动尺度往往超过视界尺度，它们虽然可以不断增长，但不可能彼此分离并形成孤立的天体。但视界随时间按光速增长，因此 λ_H 总会超过某个特定的扰动尺度使之进入视界。因为我们今天所观测到的一切尺度均小于视界，因此，与之相应的扰动必定只能是进视界扰动。对于暴胀以前的扰动，暴胀将会抹掉它们。而在暴胀时期，宇宙将以真空为主，量子场的真空涨落必将留下，这种

扰动将具有三个基本特征：即绝热型的，与尺度无关的并具有无规的相位。扰动具有幂律性质：

$$\left(\frac{\delta M}{M}\right) \propto M^\alpha$$

如泽尔多维奇谱 $\alpha = -\frac{2}{3}$ 而进视界后谱与质量无关了。如果按观测要求， $z \approx 4$ 时形成星系，则进视界的扰动幅度对于各种有关尺度有 $\frac{\delta \rho}{\rho} \approx 10^{-4}$ 。

(2) 扰动的增长：上面我们分析了原初扰动的形成机制和扰动谱的特征，这些扰动如何在膨胀宇宙中增长并形成各种有关尺度的天体？这本质上是微分方程组的求解问题。通常是利用流体运动方程、连续性方程、引力势方程和物态方程构成一组。当然这些方程可以利用牛顿方程或相对论性方程，后者最先由李弗西茨所讨论。精确求解这些方程几乎是不可能的。但用数值模拟可得到一些直观的结果，并给出与观测类似的各种复杂的大尺度结构。

方程组的近似分析可得出一些重要结果。如：扰动在亚视界尺度只有在物质为主的宇宙中才有幂律增长。如果 $\frac{\delta \rho}{\rho} \propto R$ ，从复合时期至今扰动共增长近 6 000 倍。如果只考虑重子物质扰动只能增长 1 000 倍。我们已指出，对于星系 $\frac{\delta \rho}{\rho} \sim 10^5$ 。可见，如果宇宙中以重子物质为主，那么至今可观测到的星系还未能形成。因此，星系形成理论要求宇宙中存在大量非重子暗物质。这与我们前面叙述的观测结果是一致的。

(3) 非重子物质的影响：暴胀宇宙给出了宇宙处于临界状态即 $\Omega \sim 1$ 的结果，它与动力学方法探测宇宙的物质密度的结果一致。而宇宙元素丰度比按原初核合成理论要求重子物质 $\Omega_b \leq 0.2$ 。因此宇宙中的物质密度主要由非重子物质所贡献。

80 年代初，物理学家宣称实验上观测到中微子有静质量，曾

引起很大轰动。从理论上讲，这并不形成威胁，而是规范场论所允许的。因此尽管中微子的静质量的探测并未被重复证实，但人们的兴趣并未衰减。而宇宙学的观测和理论都要求有占总质量80%~90%的非重子物质存在，当然中微子就成了最佳的候选者。

如果中微子有静质量，那么由于它与一般物质几乎没有相互作用，故在宇宙演化中退耦时间早于重子物质。因此其扰动可以先于重子物质出现成团性的增长。它似乎有希望促进物质成团的形成，同时提供了足够的非重子暗物质，使 $\Omega \sim 1$ 。但由于实验上不能最终提供它具有静质量的充分证据，加之计算表明，它本身由于静质量太小，运动速度太快，因而要沉淀进入星系的时间太长，以致不可能稳定在星系内。利用重子物质与中微子物质的“双流体模型”可以分析两种物质条件下的形成星系的过程，研究又表明这种“热暗物质”会抹掉大量较小尺度的扰动成团，与观测结果不一致。

于是人们从粒子物理的弱电统一理论或大统一理论中创造出各种用来传递相互作用的、具有静质量的假想粒子。它们不同的质量或特性使之分成“温暗物质”和“冷暗物质”。如：光微子、引力微子、轴子和轻超对称粒子。这些“冷暗物质”能加速星系的形成进程，并保持适当小尺度的天体，得到与观测一致的结果。采取多种非重子暗物质的混合，似乎可以随意调整最后的结果，达到与观测结果符合。但这样做除了增加随意参量失去理论的优美，理论上对暗物质的总“味数”存在着一定限制。因此目前大多倾向于冷暗物质加上重子物质的宇宙。人们期望 COBE 卫星的观测结果能最后支持这种模型，但至今仍不能作出判决性的结果。

4.3 焦散的奇点和分支理论及大尺度结构

为了研究宇宙大尺度结构的形成，人们还提出了种种新理论，如宇宙弦、宇宙膜、宇宙纹理。它们都是在早期宇宙冷却时的空间拓朴的缺陷中形成。宇宙纹理是近几年提出的，它除了其形状和局部的缺陷外，都与宇宙弦相似，但在计算机上模拟更为容易

得多.

70 年代泽尔道维奇提出了星系团形成的薄饼 (Pancake) 模型, 以后他又与阿尔诺德 (Arnold) 共同指出, 当前所观测到的宇宙中物质的大尺度分布在数学上可以归结为三维空间中焦散的奇点和分支理论的分析. 它是突变理论的重要课题之一.

焦散最初源于几何光学中的光线聚集问题的研究. 流体力学中流体密度的变化也可利用这一概念. 焦散可纳入经典力学框架中加以研究. 形象地说: 焦散是相空间中拉格朗日子流形到构形空间的投影 $(p, q) \mapsto q$, 其中 p 为广义动量, q 为广义坐标. 按突变理论的分类定理可以证明: 三维空间中焦散的分支只有五种, 每一种可以用相应的单李群加以表示. 用阿尔诺德的符号记为: $A_3 (SU_4)$ 、 $A_4 (SU_5)$ 、 $A_5 (SU_6)$ 、 $D_4 (O_8)$ 和 $D_5 (O_{10})$. 在每一种焦散的奇点附近, 光强按不同波长 λ 比于 $\lambda^{-\alpha}$, α 是依赖于奇点性质的有理数. 而物质密度正比于 $r^{-\beta}$, 其中 r 是奇点到所在点的半径, β 也是与奇点类型有关的自然数. 对于不同奇点的 α, β 值为:

	A_3	A_4	A_5	A_5	D_4	D_5
α	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{10}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{3}{8}$
β	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{4}{5}$	1	1

每一类型的奇点可以通过一个生成函数 F 加以描述, 并按经典力学方程

$$q_i = \frac{\partial F}{\partial p_i}, \quad p_i = -\frac{\partial F}{\partial q_i}$$

建立微分方程. 生成函数 F 是广义参量的四阶至六阶的函数. 利用方程容易进行数值计算, 并得出构形空间内焦散的几何图形. 利用它我们可以得到关于宇宙大尺度结构的十分有趣的描述, 并得到与观测一致的结果. 下面分三方面简单讨论.

(1) 关于大尺度结构的形成 第一个奇点 A_3 就是泽尔道维奇指出的薄饼. 平面上其几何形状像一把具有半三次顶点的镰刀. 一个薄饼形成后, 它开始变形, 内部形成交线, 线又可形成交点. 而邻近的薄饼又可互相相交形成交线和交点. 几个薄饼的相交即可形成一些不同多面体的空盒. 从而显示了复杂的几何结构. 薄饼自身膨胀, 并随宇宙一起膨胀, 最后形成各种类型的宇宙巨洞. 每个薄饼最后演化成星系团、而各种类型的交线、交点则发展成星系或其它活动星系核和类星体.

十分有趣的是, 上述过程中形成了具有不同拓扑性质的几何对象, 它们不仅在最后形态及特征上不同, 而且出现演化时标上的差异. 通常由于类星体最大红移接近 5, 要求更大尺度的薄饼形成更早, 似乎出现了难以克服的困难. 但实际上, 由于拓扑性质的差异, 必然是小尺度结构先形成而后形成更大尺度结构. 因为薄饼是面状物, 其扰动增长只能靠一维空间方向流入物质, 而线是一维几何对象, 它的增长可以从两个方向流入物质, 故其扰动增长快于面; 而点的增长可以由各个方向流入, 因此, 增长最快. 另外, 一个薄饼的内交线和交点的增长显然又低于多个薄饼的互相交接的外交线、交点增长慢. 因此, 外交点是最先形成的几何对象, 可对应于最先形成的天体——类星体. 其交点“重数”的复杂性必然导致光度和质量的弥散, 成团性亦差. 而内交点自然形成团星系, 其光度和质量的弥散性也较小. 这样, 模型不仅给出了几何形象, 而且给出了不同天体形成的时间顺序和某些内禀性质.

另外, α 和 β 给出了不同光度天体的相关性质. 这与近些年来一些作者的研究结果一致.

(2) 关于星系质量估计 前面我们谈到, 至今对星系质量的范围缺乏较好的估算. 在复合时期的金斯质量 $M_J = 10^5 \sim 10^6 M_\odot$, 它只相当于球状星团的质量. 如果我们把焦散的奇点作为星系芽, 则金斯尺度包含的物质密度不再是均匀的, 越靠近奇点, 密度越

高. 而这种密度不均匀的影响最多波及到视界. 因此星系的最终质量应对密度梯度分布积分, 它的积分限应从零到视界与金斯尺度比的一个分数值. 形象地说. 金斯不稳定性形成了一个以金斯波长 λ_j 为半径的单向球膜. 球内的粒子由于引力作用不能跑出球面, 但球外至视界内的部分粒子仍可继续流入球内. 因此星系质量可能远远大于金斯质量. 按这种模式, 我们可以计算星系的质量范围是

$$M_G = \begin{cases} 10^8 \sim 10^{11} M_\odot & \text{对于面状;} \\ 10^9 \sim 10^{13} M_\odot & \text{对于线状;} \\ 10^{10} \sim 10^{14} M_\odot & \text{对于交点.} \end{cases}$$

这和观测结果比较一致, 并可能给出不同类型天体质量的差异.

(3) 热薄饼气体对微波背景辐射的变形及 COBE 观测结果的限制如果把薄饼作为最先形成的宇宙物质的成团. 则由于激波等影响使其中的电子被加热, 则它可能与宇宙微波背景辐射产生相互作用, 并造成背景辐射的变形. 通常用辐射温度的相对变化加以描述, 即 $\frac{\delta T}{T}$. 这种效应最先由泽尔道维奇等指出. 对于薄饼这类离散天体, 通常的积分可简化为求和. 分析某一视线上, 薄饼的数密度和饼平面与视线夹角的分布, 按标准宇宙模型的天体尺度与视角的关系可以计算出宇宙微波背景辐射的变形 $\frac{\delta T}{T}$, 分析表明它是薄饼尺度 L 和形成时期 z_p 的函数. 由不同的 L 和 z_p 可计算出 $\frac{\delta T}{T}$ 的数值. 将这些数值与最新的 COBE 观测结果比较, 得到了关于 L 和 z_p 间的有趣结果:

z_p	1	2	3	5	7
L (M PC)	80	40	40	20	/

这与我们上面的分析的结构形成的时间分析及大尺度结构的迄今观测结果符合较好. 这些初步结果有待进一步分析研究, 但却显

示了利用焦散理论研究宇宙大尺度结构的生命力.

5. 结语

“宇宙正在膨胀”! 这对于习惯了“天不变, 道亦不变”思维方式的人来说或许有如当年宣布“地球正在转动”那样令人吃惊与恐怖. 而对于习惯于“以我为中心”的人或许会感到新的惊喜! “这不恰恰证明了地球(或至少是太阳系)是宇宙的中心吗? 所有天体向中心散开!” 而宇宙学的各种观测恰恰证明, 宇宙的膨胀是无中心的! 宇宙间各点是平权的!

宇宙中物质的急剧转换过程过去曾大规模地发生, 今天仍在局部范围内发生, 将在未来发生的又是什么? 宇宙会消亡吗? 它将怎么消亡? 消亡后的宇宙又是什么? 与宇宙的演化一样, 人类的宇宙观也在演化.

宇宙观、认识论和伦理学是哲学的三大支柱. 因此人类宇宙观的激烈变化也必然导致人类哲学观的巨大变化. 可以说, 自从哥白尼以来已经很肯定的事实: 人类并没有从前人类自许的那种在宇宙中的重要地位. 凡是没彻底领会这个事实的人, 谁也无资格把自己的哲学称作科学的哲学.

参 考 文 献

- [1] Kolb E W, Turner M S. *The early universe* London: Addison-Wesley Publishing Company, 1990
- [2] Peebles P J E. *The large scale structure of the universe* Princeton: Princeton University Press, 1980
- [3] Novikov I D. *Evolution of the universe*, London: Cambridge University Press, 1983 (中译本: 宇宙的演化, 科学出版社, 1989)
- [4] Cao Shenglin, Catastrophe of spacetime in the early universe in Sato, K. and Audouze, J. eds *Primordial Nucleosynthesis and Evolution of Early Universe* London: Kluwer Academic Publishers 1990
- [5] Icke V. and Vande Weygaert R. *Fragmenting the Universe*, A. Ap,

- 1987, 184 : 16
- [6] *Van de Weygaert R and Icke V. Fragmenting the universe A. Ap.*
1989, 213 : 1
 - [7] *Alexander J S, Szalay S. Ya Zal' dovich* 宇宙大尺度结构 科学,
1984, 2 : 21
 - [8] *Barrow J D, Silk J.* 初始宇宙的结构 科学, 1980, 8 : 54
 - [9] *Buras J O, Duric N, Taylor J, Johnson S W.* 月球上的天文台 科
学, 1990, 7 : 1
 - [10] *Gulkis S, Lubin P M, Meyer S S, Silverberg R F.* 宇宙背景探测
器 科学, 1990, 5 : 54
 - [11] *Horgan J.* 测定宇宙年龄 科学, 1991, 4 : 62
 - [12] *Horgan J.* 宇宙学的动向: 普遍真理 科学 1991, 2 : 54
 - [13] *Powell C S.* 红移理论的挑战 科学 1990, 5 : 66
 - [14] *Powell C S.* 天文学动向: 观测宇宙的镜子 科学, 1992, 3 : 55
 - [15] *Powell C S.* 宇宙学的黄金时代 科学, 1992, 11 : 65

二十一、宇宙等离子体的强湍动

李晓卿

(中国科学院紫金山天文台)

1. 引言

等离子体是一种多自由度的不稳定系统。由于相互作用,能量总是趋向于在各个自由度上均分,也就是说在系统内可以激发出众多模式的等离子体波,即等离激元(plasmon)。等离激元这种准粒子,是多自由度等离子体不稳定性的元激发。根据现代观点,等离子体是足量非裸露的荷电粒子和等离激元组成的准中性系统。

在朗缪尔(Langmuir T)于1929年引进“等离子体”术语之前,天文学家已经涉猎过一些有关等离子体过程的研究。但是,由于直到50年代等离子体物理本身仍未得到长足的发展,又由于长期以来天文学家用以接收宇宙天体信息的武器主要是光学望远镜,因而原子层次的跃迁辐射理论在天体物理中占据了统治地位。到60年代,特别是70年代初,由于全波段天文学的蓬勃发展,以及对等离子体物理的更为积极的研究,等离子体天体物理才以崭新的姿态出现在广阔的天文舞台上。

在宇宙条件下,介质的电导率非常大,例如在星际气体中,如果1000个原子只有一个电离的话,它们的电导率竟和完全电离情况下的电导率相差无几。因而,这种介质就有足够的自由荷电粒子,使其表现为等离子体性质。出现这种情况的原因在于特大的天体尺度。事实上,介质的电导率

$$\sigma = \frac{\omega_{pe}}{4\pi} \frac{\lambda}{\lambda_D},$$

其中

$$\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}, \quad \lambda_d = v_{Te} / \omega_{pe},$$

分别是电子等离子体频率和电子的德拜波长（其中， e 为电子电荷， n_e 为电子数密度， v_{Te} 为电子热速度， m_e 为电子质量）；而 λ 是电子碰撞自由程。在宇宙条件下， λ 近似等于天体的大尺度，而 λ_d 却非常小（例如，对星际气体而言， $\lambda_d \sim 700\text{cm}$ ，日冕 $\lambda_d \sim 0.7\text{cm}$ ，光球 $\lambda_d \sim 2 \times 10^{-5}\text{cm}$ ，脉冲星磁层 $\lambda_d \sim 0.07\text{cm}$ ，气体星云 $\lambda_d \sim 70\text{cm}$ ），因而 $\lambda/\lambda_d \gg 1$ 。这意味着，宇宙天体大多处于等离子体态。

作用多粒子系统的等离子体，具有众多自由度和多种多样可能的集合运动；各种不稳定性都可以得到发展，波的振幅逐渐增大，因而明显的非线性效应使这种集合运动彼此相互作用，类似于流体湍流中各种尺度运动之间的相互作用，在此情况下，等离子体就过渡到湍动状态。

研究湍动现象，也就是研究众多的不同尺度运动之间的随机相互作用，是许多物理分支的重要问题。在等离子体物理中，介质的湍动往往用它的色散性质来描述。在无色散情况下（例如气体中的声波），基本非线性波是黎曼（Riemann）波。非线性能激发高次谐波，并且所有谐波始终处于共振状态，能量可以从一个谐波转移到另一个谐波，导致出现与波奇导性相对应的无限高次谐波，这时波就“破碎”了。另一个无色散介质的例子是不可压缩流体。在那种介质中湍流可看作为各种尺度的涡旋的叠加；非线性过程使大尺度涡旋分裂为若干小尺度涡旋，直到粘滞起重要作用的尺度范围，从而导致耗散。然而，在色散介质中，例如等离子体，色散效应使非线性激励的高次谐波以不同于基波的速度传播，从而制止波变陡。换言之，色散和非线性效应就可以建立起有限振幅波的运动。因此，等离子体介质的湍动可以认为是色散与非线性相互作用所确立的波运动的集合。

如果波的振幅不大，任意波运动可以看成是随时间缓慢变化的线性振荡模的叠加，这就是所谓弱湍动。在弱湍动框架下，始

于 70 年代的等离子体天体物理得到了长足的发展；研究的主要内容集中于宇宙中粒子加速、天体等离子体辐射机制与不稳定性以及爆发现象。卡普兰和齐托维奇 (Kaplan S A and Tsytovich V N) 撰写的《等离子体天体物理》^[1]和梅尔罗斯 (Melrose D B) 撰写的同名著作^[2]展示和总结了这个阶段等离子体天体物理主要研究方向和取得的成果。就现代天体物理学观点来看，这些成果是非常诱人和富有成效的。关于弱湍动理论，如果读者感兴趣的话，可参看笔者拙著《湍动等离子体物理》^[3]一书第二章。

到 80 年代，随着全波段天文学的蓬勃发展，人们开始认识到宇宙等离子体中强的湍动等离激元对天体物理中许多重大课题起着实质性作用^[4]。这些课题都涉及到湍动等离子体中的复杂的非线性过程，正好和 80 年代科学研究的主攻方向——非线性研究合流。可以预期，80 年代发展起来的强湍动等离子体天体物理必将成为近代天体物理的重要分支。

2. 朗缪尔波凝聚佯谬

在弱湍动理论中，波与波以及波与粒子之间的非线性相互作用占据了很为重要的位置。一方面，它们可以导致出现不稳定性，产生纵等离激元湍动。类似于束性不稳定，横电磁波束穿过等离子体时会激发朗缪尔 (Langmuir) 波

$$t \rightleftharpoons t' + l \quad (1)$$

这里朗缪尔纵波的波频满足如下色散关系：

$$\omega' = \omega_{pe} + \frac{3}{2} \frac{k^2 v_{Te}^2}{\omega_{pe}}, \omega_{pe} \gg kv_{Te}; \quad (2)$$

在入射的莱塞束 t 的频率较低时，即 $\omega' < 2\omega_{pe}$ 时，上述衰变过程被

能量、动量守恒律所禁戒，这时如下的衰变是允许的：

$$t \rightleftharpoons t' + s \quad (3a)$$

$$t \rightleftharpoons l + s \quad (3b)$$

在莱塞往返散射过程中，(3a) 式是重要的。由于上述两个过程都出现低频离子声波 (s 波)，在等温等离子体中它将遇到强的朗道阻尼，也就是说，在这种等离子体中实际上不可能存在 s 模，因而 (3a)、(3b) 式也被禁戒。但在此情况下，波与荷电粒子的感应散射过程总是能进行的：

$$t + e \rightleftharpoons l + e', t + i \rightleftharpoons l + i' \quad (4)$$

这种散射过程有两个通道：康普顿散射和极化云上的非线性散射，它们都能激起较强的朗缪尔波的湍动。

另一方面，也正是这些非线性相互作用，又使上述由射电波或莱塞激发起来的朗缪尔波向小波数区转移而离开激发源区

$$l \rightleftharpoons l' + s \quad (5)$$

$$l + e \rightleftharpoons l' + e', l + i \rightleftharpoons l' + i' \quad (6)$$

朗缪尔波在荷电粒子上的感应散射 (6) 式是一种非常重要的非线性相互作用。我们可以写下荷电粒子感应散射方程^[3]

$$\frac{dN_k^\sigma}{dt} = N_k^\sigma \gamma^\sigma(k) \quad (7a)$$

$$\gamma^\sigma(k) = \sum_{\alpha, \sigma'} \int W_{\alpha, \sigma}^{\sigma'}(\mathbf{p}, \mathbf{k}, \mathbf{k}') N_k^{\sigma'} \hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \frac{\partial f_p^\alpha}{\partial \mathbf{p}} \frac{d\mathbf{p} d\mathbf{k}'}{(2\pi)^6} \quad (7b)$$

其中 N_k^σ 为 σ 模波的谱“波粒数”， $W_{\alpha, \sigma}^{\sigma'}$ 是 σ 波被等离子体粒子 α 散射并变为另一 σ' 波的概率； $\gamma^\sigma(k)$ 是过程的减率 ($\gamma^\sigma < 0$) 或增长率 ($\gamma^\sigma > 0$)；而 f_p^α 是 α 粒子的分布函数。朗缪尔波的感应散射 (6) 式对应于 $\sigma = l$, $\sigma' = l$ ；在此情况下，在 (7) 式中作 $\mathbf{k} \rightleftharpoons$

k' 的替换, 由于细致平衡, 概率 $W_{\alpha, \sigma}'$ 仍不变, 因而得到

$$\frac{dN^l}{dt} = 0 \quad (8)$$

即感应散射过程(6)式保持朗缪尔波的总波粒数不变. 另一方面, 如果基础等离子体粒子是一种平衡分布(例如麦克斯韦分布), 利用散射过程的能量、动量守恒律

$$\omega_k - \omega_{k'}' = (k - k')v$$

就可把(7)式写为

$$\frac{dN_k^l}{dt} = -N_k^l \sum_{\alpha, l'} \int W_{\alpha, l}'' N_{k'}^{l'} \hbar(\omega_k - \omega_{k'}') \frac{f_p^\alpha}{T_\alpha} \frac{d\mathbf{p} d\mathbf{k}'}{(2\pi)^6},$$

其 T_α 是 α 粒子的温度(以能量为单位). 由此可见, 在热粒子引起的感应散射过程中, 频率高的波($\omega > \omega'$)被吸收, 而较低频率的波将增长, 即散射过程使频率降低. 根据(2)式, 这种频率的“红移”总是伴随着向小波数区转移; 同时, 由于总波粒数 N^l 守恒, 朗缪尔波能量主要部分 $\hbar\omega_{pe}N^l$ 不变. 因此, 这种非线性相互作用使朗缪尔波能量几乎无损耗地“泵”到很小的波数区.

当朗缪尔波能量在小波数区累积时, 波-波非线性散射

$$l_1 + l_2 \rightleftharpoons l_3 + l_4 \quad (9)$$

变得重要起来. 似乎是这种四等离激元的碰撞会在 k 空间建立一种排斥作用, 阻止能量向小波数区转移^[5]. 但情况并非如此. 类似于感应散射过程(6)式, 过程(9)式也保持总波粒数 N^l 守恒; 此外, 由于等离子体粒子不参加波-波散射, 因此过程(9)式使总波能量密度

$$W^l = \int \hbar\omega^l N_k^l \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} = \hbar\omega_{pe}N^l + \bar{\epsilon} \quad (10)$$

守恒, 其中 $\bar{\epsilon}$ 是朗缪尔波的自由能

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} \hbar \frac{v_{Te}^2}{\omega_{pe}} \int k^2 N_k^l \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \quad (11)$$

因此, 对于过程(9)式表示的朗缪尔等离激元分布函数的二次动量

$$\langle k^2 \rangle = \left(\int dk k^2 N_k \frac{1}{(2\pi)^3} \right) / N' \quad (12)$$

必须守恒. 这意味着, 感应散射过程 (6) 式引起的 $\langle k^2 \rangle$ 的减小不可能被过程 (9) 式抑止. 还应该指出, 在弱湍动理论框架下, 对于小波数区 ($k \rightarrow 0$), 除了小得可忽略的朗道阻尼外, 再也找不到任何其它有效吸收机制了.

因此, 对于恒定波源, 非线性散射使朗缪尔波不断向 $k \rightarrow 0$ 的区域积聚, 湍动波能量随时间不断增长; 在此情况下, 基于微扰论的弱湍动理论不再适用, 从而导致出现朗缪尔波凝聚佯谬.

事实上, 在朗缪尔波凝聚过程中, 由于波能量不断积累, 湍动不再是弱的了, 这时会出现一种新型的长波不稳定, 导致弱湍动图象的实质变化^[6]. 这种新型不稳定常称之为调制不稳定 (modulational instability). 由调制不稳定性所控制的朗缪尔湍动就称之为强朗缪尔湍动. 我们定性地讨论这种不稳定性. 当朗缪尔波能变得越来越大时, 它所产生的波压力 (所谓有质动力——ponderomotive force) 变得重要起来. 平衡时, 它与等离子体热压力相抗衡. 如果发生一种使等离子体密度局部稀化的扰动, 那么热压降低, 同时朗缪尔波频率也降低, 有 $\omega' \approx \omega_{pe} \sim \sqrt{n_e}$; 从射线方程

$$dk/dt = -\text{grad}\omega' \approx -\text{grad}\omega_{pe}$$

可知, 朗缪尔波朝着 $-\nabla\omega_{pe}$ 方向, 即朝着密度稀化区折射进去, 因而稀化区捕获了更强的朗缪尔波; 波压力使等离子体更迅速地从此局部区域排斥出去, 引起密度进一步稀化. 显然, 这里就出现了不稳定性.

必须指出, 既便是对强湍动, 湍动参量 \bar{W} 仍满足如下不等式

$$W = \left(\frac{|E_T|^2}{4\pi} \right) / n_e T_e < 1 \quad (13)$$

其 E_T 是湍动波的电场. 诚然, 物理上 $\bar{W} > 1$ 的情况也是很重要的, 不过这时涉及到甚强的非线性相互作用, 其特征作用时标 τ_{vs}

相当小,在这样短的时间内,一部分波能迅速转化为热能,之后,系统立即回到(13)式所描述的状态;另一方面,与流体的湍流不同,等离子体介质具有异于零的特征频率,即 $\omega_k \neq 0$,这意味着等离激元在介质中均以不为零的群速度运动,在它们寿命期间,各个波包可以拉开一段相当大的距离,即漂移出甚强相互作用区,因而波-波非线性相互作用也不能太大,条件(13)式是满足的.

以下两节将给出描述强湍动的动力学方程——Zakharov 方程以及定量地讨论调制不稳定性.

3. 强湍动等离激元的 Zakharov 方程

如所周知,1948 年 Burgers 提出如下方程

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = 0$$

来描述强湍流运动.定性来说,这个方程确实较好地取代了极为复杂的 Navier-Stokes 方程.有启发意义的是,等离子体物理学家也一直想寻找强湍动等离激元的非线性控制方程.直到 1972 年,这种方程果然由 Zakharov 找到了^[7],通常被称之为 Zakharov 方程.大约 10 年之后,到 80 年代,这方面的研究引起国际上的广泛兴趣^[8],开创了强湍动等离子体物理新领域.

对于浸在电磁场中的等离子体,如果仅对长波振荡运动感兴趣,认为波和粒子的共振相互作用不重要,在此情况下,可采用双流体模型.此外,由于电子和离子的振荡频率相差较大,我们可以明确地区分两种时标:慢时标 $t_s \sim \omega_{pi}^{-1}$ 和快时标 $t_f \sim \omega_{pe}^{-1}$.另一方面,我们感兴趣的只是在慢时标背景上发展起来的不稳定性,自然认为在慢时标尺度上平均后,快时标场量为零.

我们有如下双流方程组

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \nabla \cdot (n_a \mathbf{v}_a) = 0 \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{v}_a}{\partial t} + (\mathbf{v}_a \nabla) \mathbf{v}_a \\ &= \frac{e_a}{m_a} (\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_a \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla P_a}{m_a n_a} + \gamma^a (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) + \mathbf{g} \end{aligned} \quad (15)$$

以及麦克斯韦方程:

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (16)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (en_e \mathbf{v}_e - en_i \mathbf{v}_i) \quad (17)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (18)$$

其中 $\alpha=e, i$; $\gamma^e=\gamma_{ei}$ 是电子与离子的碰撞频率; $\gamma^i=-\gamma_{ie}$; e 是电子电荷 ($e<0$); \mathbf{g} 是引力加速度; 对氢等离子体, $e_i=-e>0$; 基于双时标近似, 认为场量

$$A = (n_a, \mathbf{v}_a, P_a; \mathbf{E}, \mathbf{B})$$

可分为快时标成分与慢时标成分

$$A = A_f + A_s, \langle A_f \rangle = 0 \quad (19)$$

而且在慢时标尺度上, 准中性条件成立:

$$\langle en_e - en_i \rangle = 0,$$

或

$$n_{e,s} = n_{i,s} \equiv n_s \quad (20)$$

由电子的连续性方程 (14) 式有

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_s + n_i^e) + \nabla \cdot [(n_s + n_i^e)(\mathbf{v}_s^e + \mathbf{v}_i^e)] = 0$$

平均上式后两式相减, 得到

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} n_i^e + \nabla \cdot (n_s \mathbf{v}_i^e + n_i^e \mathbf{v}_i^e + n_i^e \mathbf{v}_s^e - \langle n_i^e \mathbf{v}_i^e \rangle) = 0 \\ & \quad \quad \quad (21) \end{aligned}$$

另一方面, 由电子运动方程 (15) 式可得到最低量级的快成分方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_i^e \approx \frac{e}{m_e} \mathbf{E}_i \quad (22)$$

利用它, 可以估计 (21) 式左边各项的值, 有

$$\left| \frac{\nabla \cdot (n_i^e \mathbf{v}_i^e)}{\partial n_i^e / \partial t} \right| \sim \frac{k n_i^e v_i^e}{\omega n_i^e} \sim \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right) \cdot W_i^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{v_{Te}}{v_\varphi} \right) \quad (23a)$$

$$\left| \frac{\nabla \cdot (n_i^e \mathbf{v}_s^e)}{\partial n_i^e / \partial t} \right| \sim \left(\frac{v_s^e}{v_e^T} \right) \left(\frac{v_{Te}}{v_\varphi} \right) \quad (23b)$$

其中 $\overline{W}_i = E_i^2 / (4\pi n_e^0 T_e)$, $v_\varphi = \omega/k$. 对于适合流体描述的条件是波-粒共振作用不大, 即

$$v_{Te}/v_\varphi \ll 1, \quad (24)$$

并且, 有序的慢运动速度一般总是小于热运动速度的^[9], 即

$$|v_s^e| < v_{Te} \quad (25)$$

因而考虑到 (13)、(23a)、(23b) 式的估计值远小于 1, 这时 (21) 式可简化为

$$\frac{\partial}{\partial t} n_i^e + \nabla \cdot (n_s \cdot \mathbf{v}_i^e) = 0 \quad (26)$$

同时, 由 (14) 式类似得到

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s v \mathbf{v}_s^e) = 0 \quad (27)$$

研究电子的动量方程. 把快、慢分量代入 (15) 式 (对 $\alpha = e$), 亦可得到平均后方程及快成分方程. 在通常遇到的情况下, 有

$$\gamma_{ei} \ll \omega_{pe} \quad (28)$$

另一方面, 在大多数宇宙条件下, 电子的回旋频率 $\omega_{Be} = |e| B_s / m_e c$ 不大, 有

$$\omega_{pe} \gg \omega_{Be} \quad (29)$$

但在天体活动区或具有较强磁场的宇宙天体中, 相反的不等式也是可能的

$$\omega_{pe} \ll \omega_{Be}$$

利用 (28) 式的条件, 对于电子动量的快成分方程, 用类似于 (23a)、(23b) 两式的比较各项大小的方法, 可得

$$\frac{\partial \mathbf{v}_f^e}{\partial t} \approx \frac{e}{m_e} \mathbf{E}_f + \frac{e}{m_e c} \mathbf{v}_f^e \times \mathbf{B}_s - \frac{\nabla P_f^e}{m_e n_s} \quad (30)$$

应该指出, 上式中虽然压力项比速度变化项小, 但它表示了纵振荡, 我们仍保留下来. 根据 (16) 式, 由 (30) 式可得

$$\mathbf{B}_f \approx \frac{-m_e c}{e} \nabla \times \dot{\boldsymbol{\phi}}_e + \nabla \times (\boldsymbol{\phi}_e \times \mathbf{B}_s) \quad (31)$$

其中

$$\mathbf{v}_f^e = \dot{\boldsymbol{\phi}}_e \quad (32)$$

注意到

$$(\mathbf{v}_f^e \nabla) \mathbf{v}_f^e = \frac{1}{2} \nabla v_f^e{}^2 - \mathbf{v}_f^e \times (\nabla \times \mathbf{v}_f^e)$$

利用 (31) 式, 平均后的电子动量方程成为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}_s^e}{\partial t} + (\mathbf{v}_s^e \nabla) \mathbf{v}_s^e = \\ \frac{e}{m_e} \left[\mathbf{E}_s + \frac{1}{c} \mathbf{v}_s^e \times \mathbf{B}_s \right] - \frac{\nabla P_s^e}{m_e n_s} - \gamma_{ei} (\mathbf{v}_s^e - \mathbf{v}_s^i) + \mathbf{g} + \mathbf{F}_p^e \end{aligned} \quad (33)$$

其中有质动力 (ponderomotive force) \mathbf{F}_p^e 为

$$\mathbf{F}_p^e = -\frac{1}{2} \nabla \langle (\mathbf{v}_f^e)^2 \rangle + \frac{e}{m_e c} \langle \mathbf{v}_f^e \times \nabla \times (\boldsymbol{\phi}_e \times \mathbf{B}_s) \rangle \quad (34)$$

我们可以完全类似地导出离子的相应方程为

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \mathbf{v}_s^i) = 0 \quad (35)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_s^i}{\partial t} + (\mathbf{v}_s^i \nabla) \mathbf{v}_s^i = \frac{-e}{m_i} \left[\mathbf{E}_s + \frac{1}{c} \mathbf{v}_s^i \times \mathbf{B}_s \right] - \frac{1}{m_i n_s} \nabla P_s^i +$$

$$+ \gamma_{ie}(\mathbf{v}_s^e - \mathbf{v}_s^i) + \mathbf{g} + \mathbf{F}_p^i \quad (36)$$

其中

$$\mathbf{F}_p^i = -\frac{1}{2} \nabla \langle (\mathbf{v}_f^i)^2 \rangle + \frac{-e}{m_i c} \langle \mathbf{v}_f^i \times \nabla \times (\boldsymbol{\phi}_i \times \mathbf{B}_s) \rangle \quad (37)$$

$$\mathbf{v}_f^i = \dot{\boldsymbol{\phi}}_i \quad (38)$$

下面研究快振荡场量的传输方程. 从由麦克斯韦方程(16)式有

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B}_f = & \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_f}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} [n_s \mathbf{v}_f^e + n_f^e \mathbf{v}_f^e + n_f^e \mathbf{v}_s^e - \langle n_f^e \mathbf{v}_f^e \rangle \\ & - n_s \mathbf{v}_f^i - n_f^i \mathbf{v}_s^i - n_f^i \mathbf{v}_f^i + \langle n_f^i \mathbf{v}_f^i \rangle] \end{aligned}$$

比较上式右边中括号内各项大小, 它被化为

$$\nabla \times \mathbf{B}_f \approx \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_f}{\partial t} + \frac{4\pi e}{c} n_s \mathbf{v}_f^e \quad (39)$$

因此, 利用 (31) 和 (30) 式, 并由上式可得

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \dot{\boldsymbol{\phi}}_e + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \dot{\boldsymbol{\phi}}_e + \frac{1}{c^2} \frac{4\pi e^2}{m_e} n_s \dot{\boldsymbol{\phi}}_e - \frac{1}{c^2} \omega_{Be} \ddot{\boldsymbol{\phi}}_e \\ \times \left(\frac{\mathbf{B}_s}{B_s} \right) - \frac{e}{m_e c} \nabla \times \nabla \times (\boldsymbol{\phi}_e \times \mathbf{B}_s) - \frac{3v_{Te}^2}{c^2} \frac{1}{n_s} \nabla \\ (\nabla \cdot (n_s \mathbf{v}_f^e)) = 0 \end{aligned} \quad (40)$$

其中

$$\boldsymbol{\phi}_e = \mathbf{v}_f^e, \omega_{Be} = |e| B_s / m_e c$$

我们导出的方程组 (33) ~ (38) 式, (27) 以及 (40) 式可以用来描述有外磁场存在情况下的等离子体强湍动. 更为详细的推演可参见文献^[10].

在无外磁场存在时 (或外磁场足够弱), 情况就大为简化. 这时, (29) 式满足, (40) 简化为

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{v}_i^e &= \frac{3v_{Te}^2}{c^2} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}_i^e) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{v}_i^e}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} \omega_{pe}^2 \mathbf{v}_i^e \\ &= -\frac{1}{c^2} \omega_{pe}^2 \mathbf{v}_i \left(\frac{\delta n}{n_0} \right) \end{aligned} \quad (41)$$

在上式中, 已令

$$n_s = n_0 + \delta n, n_0 \gg |\delta n| \quad (42)$$

同时, 在无外磁场情况下, 由于电子的易流动性, 以使 $\mathbf{v}_s^e \approx \mathbf{v}_s^i$; 以 m_e 和 m_i 分别乘 (33) 及 (36) 式后相加, 略去很小的离子有质动力 F_p^i , 也略去引力项 (不考虑它的作用), 我们有

$$\frac{\partial \mathbf{v}_s^i}{\partial t} + (\mathbf{v}_s^i \nabla) \mathbf{v}_s^i = -c_s^2 \frac{\nabla \delta n}{n_0} - \frac{m_e}{2(m_i + m_e)} \nabla \langle (\mathbf{v}_i^e)^2 \rangle \quad (43)$$

其中声速为 ($T_e \gg T_i$)

$$c_s^2 = (\gamma_e T_e + \gamma_i T_i) / (m_e + m_i) \approx \gamma_e T_e / m_i \quad (44)$$

$\gamma_{e,i}$ 是电子和离子的比热比. 在得到 (43) 式时, 我们已经考虑了电子与离子之间碰撞所引起的总动量交换的损失为零. 线性化 (35) 和 (43) 式, 我们得到被驱赶的离声运动方程为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \nabla^2 \right) \frac{\delta n}{n_0} = \nabla^2 \left[\frac{m_e}{2m_i} \langle (\mathbf{v}_i^e)^2 \rangle \right] \quad (45)$$

在 (41) 式中, 略去右边非线性项, 就可以得到横等离子激元 ($\nabla \cdot \mathbf{v}_i^e = 0$) 的色散关系:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2, \quad (46a)$$

以及朗缪尔波 ($\nabla \times \mathbf{v}_i^e = 0$) 色散关系

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{Te}^2 \quad (46b)$$

考虑如下 Van der pol 类型的场

$$\mathbf{E}_f = \frac{1}{2} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} + \text{c. c.}] \quad (47a)$$

$$\mathbf{v}_f = \frac{1}{2} [\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} + \text{c. c.}] \quad (47b)$$

其中, 振幅是缓变函数; c. c. 表示前项的复共轭. 利用 (22) 式, 对于 $\omega \approx \omega_{pe}$ 的等离激元, (41) 和 (45) 式变为

$$2i\omega_{pe} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + c^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - 3v_{Te}^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) + \frac{\delta n}{n_0} \omega_{pe}^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (48)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \nabla^2 \right) \frac{\delta n}{n_0} = \nabla^2 \left(\frac{|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2}{16\pi n_0 m_i} \right) \quad (49)$$

在 (48) 式中, 已经略去了很小的项 $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. 引入如下代换

$$\frac{2}{3} \sqrt{\mu} \frac{\mathbf{r}}{\lambda} \rightarrow \mathbf{r}', \frac{2}{3} \mu \omega_{pe} t \rightarrow \tau, \mu = m_e/m_i$$

$$\frac{\sqrt{3} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{8(\mu T_e n_0 \pi)^{1/2}} \rightarrow \mathbf{E}'(\mathbf{r}', t), \frac{3\delta n}{4\mu n_0} \rightarrow n, \alpha = \frac{c^2}{3v_{Te}^2} \quad (50)$$

在新变量系统中, 方程 (48) 和 (49) 式变为如下无量纲方程组 (以下略去撇号 “'”)

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{E} + \alpha \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) + n \mathbf{E} = 0 \quad (51)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau^2} - \nabla^2 \right) n = \nabla^2 (|\mathbf{E}|^2) \quad (52)$$

这就是所谓 Zakharov 方程^[11], 它描述了强等离激元 ($\omega \approx \omega_{pe}$) 和离声运动的相互作用。

4. 调制不稳定性

现在把 Zakharov 方程写成通常采用的形式, 它们不过是 (51) 和 (52) 式的复共轭方程

$$iE_r - \alpha \nabla \times \nabla \times E + \nabla (\nabla \cdot E) - nE = 0 \quad (53)$$

$$n_{rr} - \nabla^2 n = \nabla^2 (|E|^2) \quad (54)$$

对于平面波，略去以上两式的非线性项，易得纵波的色散关系为

$$\omega = k^2, \Omega = |K|$$

回到有量纲单位，它们为

$$\omega = \frac{3}{2} \frac{k^2}{k_d^2} \omega_{pe} \quad (55a)$$

$$\Omega = K c_s \quad (55b)$$

它们是朗缪尔波（已扣除高频部分—— ω_{pe} ）和离声波的色散律，其中， $k_d = \omega_{pe}/v_{Te}$ 是德拜波数。研究如下纵扰动产生的不稳定性

$$E = E_1 + \delta E, n = n_1 + n_{II}$$

其中基态和扰动态分别为

$$E_1 = E_0 \exp[i(k_0 \cdot r) - i\omega_0 \tau], k_0 // E_0, \omega_0 = k_0^2 \quad (56a)$$

$$n_1 = 0 \quad (56b)$$

$$\delta E = E_1 \exp[ik_1 \cdot r - i\omega_1 \tau], \omega_1 = k_1^2, k_1 // E_1 \quad (57a)$$

$$n_{II} = n \cos(K \cdot r - \Omega \tau), \Omega = K \quad (57b)$$

并且要求

$$k_0 = k_1 + K, \omega_0 = \omega_1 + \Omega \quad (58)$$

在此情况下，我们研究的是衰变不稳定

$$l_0 \rightleftharpoons l_1 + s \quad (59)$$

从 (56a)、(57a)、(57b) 以及能量动量守恒式 (58) 式，可以得

到实现衰变过程的条件为

$$|K| = 2k_0 \cos \theta - 1$$

其中 θ 是 k 和 K 之间的夹角，上式要求

$$k_0 > \frac{1}{2} \tag{60}$$

即（回到有量纲单位）

$$k_0 > \frac{1}{3} \sqrt{\mu} k_d \equiv k, \tag{61}$$

把 (56a)、(56b) 和 (57a)、(57b) 等式代入 (53) 及 (54) 式，利用 (58) 式，可以得到如下色散方程

$$\omega^3 + 2\Omega\omega^2 + K^2 |E_0|^2 = 0 \tag{62}$$

其中频率 ω 满足

$$E_1 = E_1^0 e^{-i\omega\tau} \tag{63}$$

如果离子声波略微被调制，即 $\Omega \gg |\omega|$ ，则从 (62) 式可得

$$\gamma_{\max} = (I_m \omega)_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2}} [(2k_0 - 1) |E_0|^2]^{1/2} \tag{64}$$

另一方面，在 $\Omega \ll |\omega|$ 情况下，极大增率为

$$\gamma_{\max} = \frac{\sqrt{3}}{2} (2k_0 - 1)^{2/3} (|E_0|^2)^{1/3} \tag{65}$$

由于 $\Omega \ll |\omega|$ ，离子扰动几乎纯粹增长，低频分支的色散完全由泵波所决定，因此这种衰变过程被称之为变态型衰变 (the modified decay)。

现在考虑包括纵、横两种模式在内的一般扰动，假定初始（未扰）存在波矢为 k_0 的朗缪尔泵波 (56a)、(56b) 式，而扰动态为^[3]

$$\begin{aligned} \delta E = & (E_1 e_1 + E_2 e_2) \exp [i (k_+ \cdot r - \omega_+ \tau)] \\ & + (E_1^* e_1^+ + E_2^* e_2^+) \exp [i (k_- \cdot r - \omega_- \tau)] \end{aligned} \tag{66a}$$

$$n_{\text{II}} = \frac{1}{2} n \{ \exp [i (k \cdot r - \omega \tau)] + \text{c. c.} \} \tag{66b}$$

其中

$$e_1 // k_+, e_1^+ // k_-; e_2 \perp k_+, e_2^+ \perp k_- \quad (67a)$$

$$k_{\pm} = k \pm k_0, \omega_{\pm} = \omega \pm \omega_0 \quad (67b)$$

把 (56a)、(56b) 式和 (66a)、(66b) 式代入 (53) 及 (54) 式可得如下色散方程^{[3],[11]}

$$\begin{aligned} 1 + \frac{k^2}{\omega^2 - k^2} |E_0|^2 \left[\frac{\cos^2 \theta_+}{(k_0 + k)^2 - \omega - k_0^2} + \right. \\ \left. + \frac{\cos^2 \theta_-}{(k_0 - k)^2 + \omega - k_0^2} + \frac{\sin^2 \theta_+}{\alpha (k_0 + k)^2 - \omega - k_0^2} + \right. \\ \left. + \frac{\sin^2 \theta_-}{\alpha (k_0 - k)^2 + \omega - k_0^2} \right] = 0 \end{aligned} \quad (68)$$

其中 θ_{\pm} 是 k_0 与 k_{\pm} 之间的夹角. 考虑纵扰动情况 $k_0 // k$, 这时 $\theta_{\pm} = 0$, (68) 成为

$$\begin{aligned} (\omega^2 - k^2)(\omega - 2kk_0 + k^2)(\omega - 2kk_0 - k^2) \\ = 2|E_0|^2 k^4 \end{aligned} \quad (69)$$

研究下列三种情况

(1) $k \ll k_0$, 这时 (69) 式可写为

$$(\omega/k + 1)(\omega/k - 1)(\omega/k - 2k_0)^2 \approx 2|E_0|^2$$

增率可表示为如下函数形式

$$\gamma = kf(k_0, |E_0|^2)$$

明显地这种情况不可能出现极大增率;

(2) $k \gg k_0$, 且 $k_0 = 0$. 在此情况下, (69) 式成为

$$(\omega^2 - k^2)(\omega^2 - k^4) = 2|E_0|^2 k^4 \quad (70)$$

在满足条件

$$k^2 < 2|E_0|^2 \quad (71)$$

的情况下, 其极大增率和对应的波数为

$$\gamma_{\max} = |E_0|^2, k_{\max} = |E_0|, (|E_0|^2 \ll 1) \quad (72a)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{\max} = \sqrt{2}|E_0|^2, k_{\max} = \sqrt{2}|E_0|^{2/3}, \\ (|E_0|^2 \gg 1) \end{aligned} \quad (72b)$$

(3) $k \gg k_0$, 但 $0 < k_0 < \frac{1}{2}$. 可以验证, 此时的极大增率不会超过 (72b) 式.

应该强调的是, 朗缪尔泵波的波数 k_0 处于 (2)、(3) 两种情况, 即介于

$$0 \leq k_0 < \frac{1}{2} \quad (73)$$

时, 它衰变产生离子声波的衰变过程 (59) 式严格地被禁戒 (见 (60) 式); 在此情况下, 不稳定性不可能激励自由波. 从上面的讨论可以看到: 原来空间均匀的朗缪尔波 ($k_0 \approx 0$, 所谓朗缪尔波凝聚) 是不稳定的, 这种不稳定将导致初始均匀波的空间上的调制, 使能流向较大的波数 k 转移. 这种新型不稳定被称之为调制不稳定. 调制不稳定条件 (71) 式在有量纲系统中为

$$\frac{|E_0|^2}{4\pi n_0 T_e} > 6 (k/k_d)^2 \quad (74)$$

我们可以类似的讨论横扰动情况. 可以证明^[3], 对于 $|E_0|^2 > 1$ 时, 纵增率比横的增率大一个 $\alpha^{\frac{1}{2}}$ 因子, 而横的尺度 ($L \sim k_{\max}^{-1}$) 则比纵的大一个 $\alpha^{2/3}$ 因子, 这将导致形成一个薄煎饼状的非线性实体^[7].

本节讨论的有限振幅的泵波所引起的调制不稳定性实质上是线性化的结果: $|E_0| \gg |E_1|, |E_2|$. 当不稳定发展以后, 这种线性化的处理是不合适的. 在此情况下, 我们应该研究 Zakharov 方程具有的性质.

5. 坍缩动力学

从上节讨论可知, 空间均匀的泵波 ($k_0 \approx 0$), 由于调制不稳定, 波能流开始流向大波数区, 即发生坍缩. 坍缩动力学是强湍动理论中一个重要课题.

Zakharov 方程 (53) 和 (54) 两式具有如下结构的拉氏密度^[12]

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \frac{i}{2} [(E_r^* \cdot E) - (E^* \cdot E_r)] \\ & - \alpha [(\nabla \times E)(\nabla \times E^*)] - (\nabla \cdot E)(\nabla \cdot E^*) \\ & + \frac{1}{2} [u_r - (E \cdot E^*)]^2 - \frac{1}{2} (\nabla u)^2\end{aligned}\quad (75)$$

其中作为场变量的流函数 u 被定义为

$$u_r = n + |E|^2 \quad (76)$$

不难验证^[3], 拉氏密度 (75) 式所对应的欧勒方程就是方程 (53) 及 (54) 式. 明显地, 拉氏密度 \mathcal{L} 对第一类规范变换

$$E_\sigma \rightarrow E_\sigma e^{i\epsilon}, \quad E_\sigma^* \rightarrow E_\sigma^* e^{-i\epsilon}$$

具有不变性; 同时 \mathcal{L} 对时-空平移也不变; 在坐标空间旋转时, 它也有对称性. 因此, Zakharov 方程具有如下一些运动积分

$$N = \int |E|^2 dr \quad (77a)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{E} = & \int [\alpha |\nabla \times E|^2 + |\nabla \cdot E|^2 + n |E|^2 + \\ & + \frac{1}{2} n^2 + \frac{1}{2} (\nabla u)^2] dr\end{aligned}\quad (77b)$$

$$P = \int \left[\frac{1}{2i} (E \nabla E^* - E^* \nabla E) - n \nabla u \right] dr \quad (77c)$$

$$M = \int \{ (r \times \mathcal{P}) + i(E \times E^*) \} dr \quad (77d)$$

其中

$$\int \mathcal{P} dr = P \quad (77e)$$

这四个运动积分分别表示等离子激元占据数 N , 能量 \mathcal{E} 、动量 P 和总角动量 (“轨道”角动量及 “自旋”角动量之和) M 守恒. 在静态极限下, 即离声运动是亚声速的, 这时 (54) 式成为

$$n = - |E|^2 \quad (78)$$

这时能量积分退化为

$$\mathcal{E} = \int [\alpha |\nabla \times E|^2 + |\nabla \cdot E|^2 - \frac{1}{2} |E|^4] dr \quad (79)$$

引入标度变换

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' / \lambda(\tau), \mathbf{E} = (\lambda(\tau))^{3/2} \mathbf{E}' \quad (80)$$

由 (79) 式可以得到

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \lambda^2} \Big|_{\lambda=\lambda_c} = -2 \int [\alpha |\nabla' \times \mathbf{E}'|^2 + |\nabla' \cdot \mathbf{E}'|^2] d\mathbf{r}' < 0, \quad (81)$$

其中 λ 表示能量 \mathcal{E} 取极值时的 λ 值. (81) 式表明, 当 λ 变化时, \mathcal{E} 达到极大 (在 $\lambda=\lambda_c$ 处); 而非线性实体的极大能量态当然是不稳定的. 当 λ 趋于 ∞ 时, 这时由于 (80) 式, $\mathbf{r} \rightarrow 0$, 即对应坍缩过时, 能量 \mathcal{E} 变得很小, 即趋向于稳定态. 换句话说, 这种非线性三维实体, 所谓腔体——cavity, 将按标度变换律 (80) 式坍缩. 然而在一维情况下, 这时

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \lambda^2} \Big|_{\lambda=\lambda_c} = 2 \int dx' |E'_x|^2 > 0$$

这意味着, 一维非线性实体是稳定的, 不发生坍缩. 从物理上来讲, 一维的稳定态是被捕获的波压力和热压力相互平衡的结果. 在三维情况下, 由于出现横向扰动分量的变化, 这种平衡一般不能达到.

因此, 初始空间均匀的等离激元, 由于调制不稳定, 将演变成具有空间局域化分布的波列, 这时坍缩是亚声速, 满足条件 (72a) 式; 坍缩是不可能停止在声速阶段, 因为三维腔体不能建立热压 (它使等离子体渗入腔体) 和波压 (它使等离子体排出腔体) 之间的平衡, 局部场强随着坍缩不断增大, 最终将导致超声速坍缩. 在超声速阶段, (54) 式左边第一项超过第二项, 于是

$$n_{\pi} = \nabla^2 (|\mathbf{E}|^2) \quad (82a)$$

即有

$$n \sim \frac{(\nabla \tau)^2}{r^2} |\mathbf{E}|^2;$$

另一方面, 这时场强足够大, 非线性项变得很重要, 故由 (53) 式

有如下估计值

$$E/r^2 \sim nE \sim \frac{(\nabla \tau)^2}{r^2} |E|^2 E \quad (82b)$$

即

$$|E| \sim 1/\tau', (\tau' = \tau_0 - \tau) \quad (83a)$$

从等离激元守恒式 (77a) ~ (77e) 式可知 $|E|^2 r^3 = \text{const}$, 故有

$$r/\tau'^{2/3} = \text{const} \quad (83b)$$

因此, 超声速坍缩可由如下自类似解来近似描述

$$E(r, \tau) \sim \frac{1}{\tau'} \psi(r/\tau'^{2/3}) \quad (84)$$

这就是 Zakharov 所找到的坍缩自类似解的形式^[13].

我们已经说过, 最初各个腔体可以处于不同的坍缩阶段 (例如亚声速和近声速阶段), 这时它们之间有复杂的相互作用 (例如腔体辐射声波而分裂), 虽然如此, 但最终它们都将会发展为超声速坍缩. 在此情况下, 从 (83a) 式可见, 仅仅存在一个特征的坍缩时标 $\tau' \sim 1/|E|$; 这意味着每个腔体瓦解为两部分是不可能的, 因为每个部分的坍缩时标 ($\tau' \sim 1/\frac{1}{2}|E|$) 是整个腔体坍缩时标的两倍. 因此, 在超声速阶段, 我们可以近似地把众多腔体看成统计独立的元激发. 只要远离朗道阻尼区 ($k \sim k_d$), 湍动能流守恒 (Kolmogorov 假设) 是合适的,

$$N_k dk / d\tau' (k) = \text{const} \quad (85)$$

这里 $N_k dk$ 是间隔 $(k, k+dk)$ 内的腔体数目. 从 (83b) 式可得 $d\tau' \sim -k^{-5/2} dk$, 即 $d\tau' (k) \sim k^{-5/2} dk$; 于是由 (85) 式可得^{[6], [13]}

$$W_k \sim N_k \sim k^{-5/2} \quad (86)$$

其中 W_k 是波的谱能量密度: $W = \int W_k dk$. (86) 式就是坍缩过程所建立的湍动能谱形式.

6. 荷电粒子的湍动加速

等离子体中少量快粒子与坍缩腔体建立的湍动场 “碰撞” 导

致粒子获得能量. 事实上, 从热力学观点来看, 少量快粒子与湍动场随机“碰撞”的结果, 会使粒子趋向于具有它们两者的平均能量; 因为整个湍动场的平均能量远大于少量快粒子的平均能量, 因而这种“碰撞”使粒子获得能量, 即使粒子加速. 换句话说, “碰撞”的结果使能量从湍动场转移给少量快粒子. 明显地, 荷电粒子的湍动加速过程中, 湍动场本身的变化可略去不计; 而粒子分布函数的变化可由如下扩散方程来描述

$$\frac{df_p}{dt} = \frac{\partial}{\partial p_i} (D_{ij} \frac{\partial f_p}{\partial p_j}) \quad (87)$$

其中扩散张量 D_{ij} 是湍动场能量密度 W_k 的函数, 它正比于 W_k 的线性项, 描写粒子与波的切连科夫 (Черенков) 相互作用. 引进荷电粒子的平均能量增率

$$\langle \dot{\epsilon} \rangle = \frac{d}{dt} \int \frac{\epsilon_p f_p}{(2\pi)^3} d\mathbf{p} / \int f_p \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3}$$

对于各向同性的朗缪尔波场以及各向同性的粒子分布, 将 (87) 式代入上式后, 不难得到 (参见 [3])

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{2\pi^2 e^2}{mv} W'_{k=\omega_{pe}/v} \quad (88)$$

在相对论粒子速度情况下, 它为

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{4\pi^2 e^2 \omega_{pe}^2}{\epsilon c} \int_{\omega_{pe}/c}^{k_{\max}} \frac{dk}{k^3} W'_k \quad (89)$$

对于超声速坍缩波谱 (86) 式, 我们有

$$W' = \int_{k_0}^{k_{\max}} W'_k dk = a \int_{k_0}^{k_{\max}} k^{-\frac{5}{2}} dk \quad (90)$$

其中 k_{\max} 是朗缪尔波湍动的极大波数, 可取 $k_{\max} = k_d$; k_0 是超声速坍缩开始时的波数. 而朗缪尔波能量密度定义为

$$W' = |E|^2 / 8\pi \quad (91)$$

从 (49) 式可以看到, 当超声速坍缩开始时,

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\delta n}{n_0} \sim \nabla^2 \left(\frac{|E|^2}{16\pi n_0 m_i} \right) \geq c_s^2 \nabla^2 \frac{\delta n}{n_0}$$

另一方面，这时非线性项非常重要，即（48）式左边第三项和第四项相比拟：

$$3v_{Te}^2 \nabla^2 E \sim \omega_{pe}^2 E \frac{\delta n}{n_0}$$

因而

$$\frac{|E|^2}{16\pi n_0 T_e} \geq \frac{\delta n}{n_0} \sim 3 \frac{k^2}{k_d^2}$$

即

$$k \leq \left(\frac{W}{n_0 T_e}\right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{6}} k_d \quad (92)$$

故我们可取 $k_0 \sim \frac{1}{\sqrt{6}} (W/n_0 T_e)^{1/2} k_d$ 。由（92）式有

$$a \approx 6.4 n_e T_e \left(\frac{W}{n_0 T_e}\right)^{3/4} k_d^{3/2} k \quad (93)$$

把湍动坍缩谱

$$W_k = a k^{-5/2}$$

代入（92）式，易得

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 0.2 \pi \omega_{pe} \left(\frac{W}{n_0 T_e}\right)^{3/4} m_e v_{Te}^{1/2} v^3 \quad (94)$$

对相对论粒子，从（89）式可类似得到

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 0.1 \omega_{pe} \left(\frac{W}{n_0 T_e}\right)^{3/4} (m_e c^2)^2 \left(\frac{v_{Te}}{c}\right)^{1/2} \frac{1}{\varepsilon} \quad (95)$$

现在研究相对论粒子加速情况。由（84）式有

$$E(r, \tau) = E_0 (r_0 / \tau_0^{2/3}) \frac{\tau_0}{\tau_0 - \tau}$$

或

$$E(r, t) = E_0 \frac{t_0}{t_0 - t} \quad (96)$$

考虑到（91）及（96）式，积分（95）式，我们得到

$$\varepsilon = 0.3 \left(\frac{W_0}{n_0 T_e} \right)^{3/8} \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^{1/4} (\omega_{pe} t_0)^{1/2} \cdot m_e c^2 \left(\frac{t_0}{t_0 - t} \right)^{5/4} \quad (97)$$

我们看到，朗缪尔等离激元自类似坍缩可加速荷电粒子到相当高的能量，这在天体物理中是个非常诱人的结果。

在本节末，我们应该指出，对于前几节所描述的强湍动理论中的概念和结果，天体物理学家有极大的兴趣。坍缩腔体所建立的 Kolmogorov 谱能导致快粒子加速^[14]，这是天体物理中一个重要研究方向；孤波和腔子的形成及演化，坍缩的腔子能量释放，它们之间的相互作用和调制不稳定，似乎与太阳耀斑、射电爆、射电尖峰、无碰撞激波、脉冲星辐射以及地球千米波辐射等重要天体物理课题有密切关系，这方面的研究正在展开^[4]。

在以下几节中，就作者感兴趣的范围，简述强湍动等离子体天体物理中某些重要研究方向^[15]。

7. 高频场有质动力及其作用

我们知道，磁流体力学 (MHD) 描述了大尺度低频运动，其运动尺度 (波长) 相当于整个系统的尺度。所以通常 MHD 决定了在宇宙条件下天体物理对象的结构、形态、能量值和宏观运动。而等离子体湍动，一般只涉及小尺度的高频运动。通常，MHD 和等离子体湍动之间的联系是不紧密的，两者的运动特征尺度相差太大了。然而，它们之间的联系在许多情况下也可能是重要的。具有陡波阵面 (激波) 的 MHD 能有效地产生高频等离子体湍动，低频声波可与等离子体波相互作用；以及如在第 3 节所述的那样，高频振荡对低频运动有直接的相互作用 (通过有质动力)。正如 Parker 所推断^[16]，大部分太阳活动发生在 10^2 千米尺度内，比起太阳几十万千米的宏观范围，这是一个甚小尺度，远小于目前地面仪器所能分辨的范围。太阳耀斑发生区，所谓电流片，其尺度就更小 (甚至到厘米和米的量级)。为了探查在这种甚小尺度上发

生的物理过程,不待言,我们应该认真研究等离子体与 MHD 之间的精细相互作用. 这种相互作用的一个重要方面,就是高频振荡对低频运动的作用,即有质动力效应. 朗道用自由能变分方法,求出了无色散介质中静电场产生的应力张量,紧接着他们写道^[17]: “在交变电磁场中,确定对物质施加的(时间)平均应力张量具有重要意义……,但是,相应的公式至今还未获得”.

我们遵照朗道给出的平面平行层近似方法,求出了作用到流体元的体积力

$$f = -\nabla(P + \frac{B^2}{8\pi}) + (\frac{B\nabla}{8\pi})B + f_w \quad (98)$$

其中 f_w 是我们导出的波包的有质动力^[18]. 我们计算了六种等离子体波的波包应力张量公式,例如对阿尔文波,它为

$$\vec{P}_w^A = W^A \mathbf{k}\mathbf{k} - \frac{1}{2}W^A \vec{I}, \quad (99)$$

其中 $\mathbf{k}\mathbf{k}$ 为并矢式, \vec{I} 是单位张量. 为了封闭 MHD 方程,还需要波包的传输方程,即所谓波作用密度(wave action density)守恒方程,我们给出了它的正确推导^{[3],[19]}. 我们建立的有质动力已广泛地应用于太阳光斑加热^[18], 谱斑湍动加热^[20]、太阳日冕动力学模型^[21]、日冕加热^[22]、高速太阳风^[23]以及晚型恒星风加速^[24].

Dendy 和 ter Haar 也研究了这种波包的应力张量和 MHD 的耦合^{[25],[26]}. 然而,这种窄波包近似下的有质动力问题,往往缺乏较为自洽的处理. 这种情况并非十分令天体物理学家感到满意.

一般地说,我们应该解除窄波包近似条件. 在此情况下,需要研究在高频场存在时等离子体状态的变化. 引进宏观量

$$\rho = n_s(m_i + m_e)$$

$$\mathbf{u} = (m_i \mathbf{v}_s^i + m_e \mathbf{v}_s^e)/(m_i + m_e)$$

我们从(27)、(35)、(33)和(36)式可以得到一组考虑了有质动力作用的 MHD 方程^[10]为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (100)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla P + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_p \quad (101)$$

其中 \mathbf{F}_p 是有质动力；在满足条件

$$\omega_{pe} \gg \omega_{Be} \quad (102a)$$

或者我们感兴趣的快振荡特征频率满足

$$\omega \gg \omega_{Be} \quad (102b)$$

或者所研究的高频波振幅方向平行于外磁场，即

$$\phi_e \parallel \mathbf{B} \quad (102c)$$

的情况下， \mathbf{F}_p 为

$$\mathbf{F}_p = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \rho \nabla \langle (v_i^e)^2 \rangle \quad (103)$$

同时，快振荡的传输方程为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{v}_i^e - \frac{3v_{Te}^2}{c^2} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}_i^e) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{v}_i^e}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} \frac{4\pi e^2}{m_e m_i} \rho \mathbf{v}_i^e = 0 \quad (104)$$

对于大尺度的低频运动，略去所有导数项，广义欧姆定律为

$$\eta \mathbf{j} = \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{B}}{c} \quad (105)$$

此外，还有麦克斯韦方程为

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \quad (106)$$

我们也略去了位移电流，它一般是很小的。如果我们加上能量方程（略去有质动力影响）或绝热方程，则 (100) ~ (106) 式就构成了一组封闭的方程。

现在把这一组耦合方程用于描述太阳耀斑区电流片中不稳定过程。众所周知，太阳耀斑过程所释放的能量是来自电流片中磁能耗散。这种耗散所产生的功率为

$$P = \frac{j^2}{\sigma} \bar{S} d = \frac{c^2 (\nabla \times \mathbf{B})^2}{16\pi^2 \sigma} \bar{S} \cdot d \sim \frac{c^2 B^2}{4\pi^2 \sigma} \frac{\bar{S}}{d}, \quad (107)$$

其中 \bar{S} 为电流片面积, $\bar{S} \sim 10^{18} \text{cm}^2$, σ 为电导率 (在太阳情况下, 色球的 $\sigma \sim 10^{14} \text{s} \cdot \text{m}^{-1}$), 若磁场 B 为 10^{-2}T , 则会产生一个不很强的耀斑, $P \sim 10^{20} \text{J/s}$, 就要求电流片宽度 d 很小, 约为几厘米量级. 由此可见, 在连续不断和平稳耗散过程中 (约 20min 以上), 耗散尺度必须一直维持很小, 否则就不可能产生一个耀斑的能量; 但是, 磁场耗散产物——热等离子体又将使电流片膨胀, 因此耗散产物如何迅速地从电流片区抛出 (由于某种爆发性不稳定) 便成了一个很棘手的问题^{[27], [4]}. 象大多数研究工作一样, 我们采用不可压缩近似^{[28], [29]}, 考虑沿 x 方向传播的横等离子体波, 假设扰磁场 B_{0y} 在 y 方向, 故 (102c) 式满足. 于是适合问题的方程是 (100)、(101) 式以及 (103) ~ (106) 式. 为突出有质动力作用, 我们略去引力项. 假定未扰态 (基态) 是

$$u_0 = 0, \rho_0 = \bar{\rho} + \rho_0^1(x) \quad (108a)$$

$$B_0 = B_{0y}(x)\hat{y} = \bar{B} \tanh\left(\frac{x}{L_s}\right)\hat{y} \quad (108b)$$

在电流片区 ($|\bar{x}| \equiv |x/L_s| \ll 1$), 近似有

$$B_0 \approx B \frac{x}{L_s} \hat{y} \quad (108c)$$

由于有质动力的排斥作用, 电流片中心区密度是稀化的

$$\rho_0^1(x) \approx -\frac{1}{c_s^2} \frac{\bar{\rho} m_e}{4m_i} |v_0|^2 \quad (109)$$

其中 v_0 满足非线性 schrödinger 方程

$$i \frac{\partial v_0}{\partial t} + \frac{c^2}{2\omega_{pe}} \nabla^2 v_0 + \frac{\omega_{pe}}{8c_s^2} \frac{m_e}{m_i} |v_0|^2 v_0 = 0 \quad (110)$$

我们可以得到 (110) 式的稳态孤波解, 因而

$$\rho_0^1(x) = -\frac{1}{c_s^2} \frac{\bar{\rho}}{4} \mu (v_0^0)^2 \text{sech}^2 \frac{x}{\epsilon_0} \quad (111)$$

其中 v_0^0 是快振荡速度 v_{t0} 的极大振幅, $\mu = m_e/m_i$, ϵ_0 为孤波宽度

$$\epsilon_0 = \frac{\sqrt{8}}{\sqrt{\mu}} \left(\frac{c}{\omega_{pe}}\right) \left(\frac{c_s}{v_0^0}\right) \quad (112)$$

基于未扰态 (108a) ~ (108c) 式和 (111) 式, 我们可以推导扰动态的演化方程. 由于电流片存在, 就把导电流体分成为内区和外区, 外区相应于无限电导区, 内区则是小尺度耗散区. 由内、外区扰动场 ψ 的跳跃量匹配条件, 就可得到在常数 ψ 近似下不稳定增率的“色散”方程^{[10]、[30]}

$$4\pi \frac{(\gamma\tau_R)^{5/4}}{(\alpha S)^{1/2}} \frac{\Gamma(\frac{3}{4})}{\Gamma(\frac{1}{4})} (1 + \zeta)^{1/4} = 2(\frac{1}{\alpha} - \alpha) \quad (113)$$

其中

$$\zeta = d_0^2/8\tau_R, d_0^2 = \pi\mu^2 \left(\frac{v_0^2}{c_s} \right) \left(\frac{v_0^0}{v_A} \right)^2 \left(\frac{L_s}{\epsilon_0} \right)^4,$$

而 $v_A = \bar{B}/\sqrt{4\pi\rho}$ 是阿尔文速度, $\tau_R = 4\pi L_s^2\sigma/c^2$, $S = \sqrt{4\pi L_s\sigma v_A}/c^2$; 参量 α 是电流片的内区 x 方向尺度和 y 方向尺度之比.

选取太阳冕环中相应电流片区的典型值为

$$L_s = 4 \times 10^5 \text{ cm}, \bar{B} = 10^{-2} \text{ T}, n_e = 5.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 1.2 \times 10^7 \text{ K}, \tau_R = 3.8 \times 10^7 \text{ s}, S = 2.6 \times 10^9,$$

以及 $\alpha = L_s/L_y = 3 \times 10^{-3}$, $v_0^0 = 2 \times 10^7 \text{ cm/s}$, 可得

$$t = \gamma^{-1} = 28 \text{ min}$$

它与环冕合成的观测时标^[31]相符合.

这种增率相应于连续不断地平稳的能量释放过程. 在磁场开始重联后, 常数 ψ 近似不再合适. 在此情况下, 就需要研究局域性不稳定. 在内区 (耗散区), 我们可以得到速度 v ($= -ik_y\tau_R u_x$) 的福氏表象 $\hat{U}(\theta)$ 所满足的微分方程为

$$\frac{S^2}{\tau_R\gamma} \left[\zeta \frac{d^2 \hat{U}(\theta)}{d\theta^2} + \frac{d}{d\theta} \left(\frac{\theta^2 + \alpha^2}{\theta^2 + \alpha^2 + (\gamma\tau_R)^2} \frac{d\hat{U}(\theta)}{d\theta} \right) \right] - \hat{U}(\theta) \left(\frac{\theta^2}{\alpha^2} + 1 \right) = 0$$

如果令 $\zeta=0$, 上式就与文献^[29]中方程 (E.5) 式相一致. 我们要寻找 γ 的本征值, 对于它, 当 \bar{x} 趋向内区的外边界 \bar{x}_b 时, 上式的

解所定义的函数 U 趋于物理上所要求的零值. 这个本征值为^{[10],[30],[32]}

$$\gamma_b = v_A/d_{\text{eff}} \quad (114a)$$

$$d_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{4\pi}}{d_0} \alpha L_s \quad (114b)$$

由上述结果, 我们可以得出结论: 由于洛伦兹力的驱赶, 流体从两边向电流片挤压, 驱动了阻抗不稳定性, 使磁场湮没而释放能量, 磁能转化为粒子动能和辐射并加热等离子体, 这时电流片区充满了高涨的电磁辐射场^[33]; 这种高频辐射通过调制不稳定而自捕获形成电磁孤波, 同时高涨的波的有质动力把磁场湮没产物——热等离子体以阿尔文波速度抛出, 表现为一种快爆现象 (在上面取值情况下, $v_A = 9.9 \times 10^7$, $d_{\text{eff}} = 8$, $t = \gamma_b^{-1} \sim 10^{-7} \text{s}$). 可以推断, 这种快爆机制对其它宇宙爆发现象也是很有启发意义的.

8. 电双层自洽形成和演化

自从阿尔文等人^[34]提出电流中断理论以来, 电双层 (double layer) 问题引起了天体物理学家的注意^{[35]~[37]}. 现在已知, 电双层是等离子体中的一种局部结构, 它能维持较高的电位降. 电双层能引起粒子加速; 并且如果在电双层出现反常阻抗的话, 那么与电双层相联的电路中的电流就会突然中断, 而把电路中贮藏的电磁能全部释放出来, 这是天体的一种爆发现象. 许多研究者都企图寻找电双层自洽形成和演化的机制, 但都没有得到满意结果. 通常认为, 某些等离子体源或电流驱动可以维持电双层. 在电子流体中, 如果略去压力和速度牵连项, 利用连续性方程, 有

$$\frac{\partial j_e}{\partial x} + v \nabla \cdot j_e = 0$$

在此情况下, 电子流 $j_e = \text{const.}$ 因此, 如果有一扰动使局部密度 n_e 降低, 那么, 由于 j_e 是常数, 就导致电子局部速度增加, 即被

加速；这意味着有一电场出现，使局部区域形成电位降，于是形成了电双层。但是，在这种理论模型中^[37]，都没有考虑高频振荡场对低频运动（电双层运动）的作用，而这种作用将导致调制不稳定并最终形成电双层。

我们在(36)式中，略去引力以及较小的离子有质动力 F_p^i ，并考虑弱磁场情况，认为流体是理想导体，以及注意到(42)式，有

$$\frac{\partial v_s^i}{\partial t} + (v_s^i \nabla) v_s^i = \frac{-e}{m_i} E_s - \frac{\gamma_i T_i}{m_i n_0} \nabla \delta n \quad (115)$$

上式与(43)式相比较，有

$$\begin{aligned} -e E_s = \gamma_i T_i \frac{\nabla \delta n}{n_0} - \frac{m_i}{m_i + m_e} (\gamma_e T_e + \gamma_i T_i) \frac{\delta n}{n_0} \\ - \frac{m_i m_e \nabla \langle (v_i^e)^2 \rangle}{\partial(m_i + m_e)} \end{aligned} \quad (116)$$

对于(47a)、(47b)式表示的包络场，由(22)式可得

$$\langle (v_i^e)^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{e^2}{m_e^2 \omega_{pe}^2} |E(r, t)|^2 \quad (117)$$

因此，我们得到如下的低频位场

$$|e|\phi = \gamma_e T_e \cdot \frac{\delta n}{n_0} + \frac{|E(r, t)|^2}{16\pi n_0} \quad (118)$$

式中密度扰动 $\delta n/n_0$ 和包络场 $E(r, t)$ 由方程(48)及(49)式决定。在无量纲表示(50)式下（其中 $\mu\pi n_0 T_e \rightarrow \mu\pi n_0 (\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)$ ），方程(48)及(49)式的一维形式如下

$$v \frac{\partial E}{\partial \tau} + \frac{\gamma_e T_e}{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i} \frac{\partial^2}{\partial x^2} E - nE = 0 \quad (119)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) n = \frac{\partial^2}{\partial x^2} |E|^2 \quad (120)$$

把它们的行波解代入(118)式，得到^[38]

$$|e|\phi = \frac{4}{3} \mu \frac{\gamma_i T_i (1 - u^2) - u^2 \gamma_e T_e}{1 - u^2} E_0^2 \operatorname{sech}^2 \frac{x - u\tau}{d}, u^2 < 1 \quad (121)$$

其中

$$d = \frac{1}{2E_0} \left(\frac{2\gamma_e T_e (1 - u^2)}{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i} \right)^{1/2} \quad (122)$$

我们从 (121) 式看到, 在近声速运动时, $(1 - u^2) \ll 1$, 对于较强的朗缪尔湍动 ($E_0^2 \gg 1$), 可望在局部区域内出现较大的电位降. (121) 式表示一种孤波型的 double-double layer.

把一维解代入 (77a)、(79) 式可得 (假定 $T_e \gg T_i$)

$$N = 2m, \mathcal{E} = \frac{1}{2} m u^2 + \frac{5u^2 - 1}{6(1 - u^2)^3} m^3 \quad (123a)$$

$$m = E_0 \sqrt{2(1 - u^2)} \quad (123b)$$

对于强湍动, $m \gg 1$, 这时非线性能量是主要的,

$$\mathcal{E} \approx \frac{5u^2 - 1}{6(1 - u^2)^3} m^3 \quad (124)$$

当 $u < 1/\sqrt{5}$ 时, (124) 式定义的能量是负的. 应该指出, 对于行波解, 方程 (119) 和 (120) 式是标准的非线性 Schrödinger 方程; 在任意初始条件下, 它的精确解是 N_0 个孤波 (参见文献 [3]). 如果两个相同的孤波 ($E_0 \gg 1$) 合成的话, 那么合成后孤波的振幅是 $E = E_0 + E_0 = 2E_0$, 由 (124) 式可得合成后能量为 $\mathcal{E} = 8\mathcal{E}_0$; 因此能量应该被离子声波带走: $\Delta\mathcal{E} = (\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_0) - 8\mathcal{E}_0 = -6\mathcal{E}_0 = 6|\mathcal{E}_0|$ ($u < 1/\sqrt{5}$). 数字模拟也表明了孤波合成往往伴随着离子声波的辐射^[39]. 在此情况下, 电双层区的 E 增大, 离子声波也被激发. 离子声波激发导致出现反常阻抗, 它正比于离子声波引起的有效碰撞频率^[38]

$$\nu_{\text{eff}} \approx \frac{\pi}{4} \omega_{pe} \frac{W^s}{n_e T_e}$$

因此, 随着高涨的离子声波, 它所引起的反常阻抗将导致电流中断, 使与电双层相联的电路中的电磁能突然释放, 发生内爆. 可以期望, 孤波型的电双层或许是宇宙活动区的一种电雷管 (electric detonator)^[38].

9. 空间飞行体与等离子体非稳态作用

迄今, 我们仅讨论了双时标双流体近似下的强湍动. 从现在起, 我们将要涉及一些动力论的课题.

导电飞行器(例如流星)在通过电离层时与周围等离子体有极其复杂的相互作用. 自从人造飞行器(例如人造卫星、导弹、空间探测器等)进入到近地和外层空间之后, 研究这种相互作用就具有重要的学术和实际意义. 这方面的理论研究已经取得了较大的进展^{[40]~[42]}. 然而, 如同 AL'pert 所指出的^[42], 现存理论的一个主要缺点是缺乏非稳态研究. 众所周知, 在电离层中运动的导电体会在近体空间激发起各种等离子体波和不稳定; 的确, 当 Apollo 飞船发射时, 它在电离层激起了一种大振幅孤波^[43]. 很明显, 这里涉及的是飞行器与电离层非稳态相互作用问题. 另一方面, 一些飞行器(例如导弹)涂有吸收雷达波的隐身材料, 研究它产生的非稳态现象显得更为必要.

高电离层中飞行器的特征尺度 R_0 约为 1m, 而这里平均自由程是相当大的 ($L > 100\text{m}$); 换句话说, 我们不能把近体空间看成为碰撞频繁连续介质. 因而动力学描述是必要的. 另一方面, 这种飞行器具有典型的中介速度, 即 $v_{Ti} \ll v_0 \ll v_{Te}$. 在此条件下, 飞行器对处于运动平衡的电子影响甚微; 这意味着, 对电子的动力学效应可以略而不计. 因此, 我们可以用流体近似来描述电子; 同时, 离子的分布函数 f_i 服从 Vlasov 方程. 此外, 在远离飞行器的尾流区, 准中性条件满足: 这里运动动能 ($\frac{1}{2}m_i v_0^2$) 远大于静电位能 ($|e\phi|$). 而且在许多电离层动力学问题中, 地磁效应几乎可以略而不计^[44], 这使研究的问题大为简化.

在 (36) 式右边略去引力项以及地磁影响, 对电导无限大的电子流体, 有

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_s + (\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{v}_s = - \frac{e}{m_e} \nabla \phi - \frac{\gamma_e T_e}{m_e} \frac{\nabla (n_0 + \delta n)}{n_0 + \delta n}$$

$$-\frac{1}{2}\nabla\langle(v_f)^2\rangle,$$

其中 ϕ 是静电位函数. 考虑到小扰动, 线性化上式及 (27) 式, 得到

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma_e v_{Te}^2 \nabla^2\right) \frac{\delta n}{n_0} = \frac{e}{m_e} \nabla^2 \phi + \frac{1}{m_e} \nabla^2 \left(\frac{|E|^2}{16\pi n_0} \right) \quad (125)$$

式中包络场 E 由方程 (48) 式决定. 在静态极限下, 略去 (125) 式左边第一项, 结果为

$$\delta n/n_0 = -(v_{\text{eff}} + e\phi)/(\gamma_e T_e) \quad (126)$$

其中

$$v_{\text{eff}} = |E|^2/(16\pi n_0) \quad (127)$$

是高频场产生的位能函数. 实质上, (126) 式是有质动力和静电力组成的合成场中电子的玻耳兹曼分布.

为了使方程 (48) 和 (126) 式封闭, 还必需研究慢变场 ϕ 对离子流的影响. 由于飞行体速度远大于离子热速度, 它与离子流相互作用引起的扰动是重要的. 在与飞行器一起运动的坐标系中, 离子分布函数满足玻耳兹曼方程^[40]

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} - e_i \frac{\partial \phi}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}} = A_i(\mathbf{Y}, \mathbf{v}, t) \delta(F) \quad (128)$$

其中 A_i 为飞行器与离子相互作用函数, 飞行器表面由方程 $F(r_s) = 0$ 决定. 我们假定

$$f_i = f_0 + \delta f$$

式中 f_0 是未扰离子流的平衡分布函数, 它满足如下归一化条件

$$n_0 = \int f_0(\mathbf{p}) d\mathbf{p} / (2\pi)^3$$

对 (128) 式进行如下 Fourier 变换有

$$A(\mathbf{r}_1, t) = \int A_k e^{-i\Omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{k} \quad (129a)$$

$$A_k \equiv A_{k, \Omega}, d\mathbf{k} = dk d\Omega \quad (129b)$$

并回到固定坐标系

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} + \mathbf{v}_0, \mathbf{p}_u = m_i \mathbf{u}$$

我们有 (对于远尾区)

$$\begin{aligned} (\delta n_i)_k / n_0 &= \frac{1}{n_0} \int (\delta f)_k \frac{d\mathbf{p}_u}{(2\pi)^3} \\ &= \frac{e_i \phi_k}{n_0} \int \frac{\mathbf{k} \cdot (\partial f_0 / \partial \mathbf{p}_u)}{\Omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u} + i\epsilon} \cdot \frac{d\mathbf{p}_u}{(2\pi)^3} + \frac{i}{n_0} \int \frac{I_\Omega(\mathbf{p}_u)}{\Omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u} + i\epsilon} \cdot \frac{d\mathbf{p}_u}{(2\pi)^3} \end{aligned} \quad (130)$$

其中

$$\Omega_0 = \Omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0$$

$$I_\Omega(\mathbf{p}_u) = \lim_{k \rightarrow 0} \left[\frac{\partial(\delta f)}{\partial \mathbf{p}_u} \cdot \frac{\partial(e_i \phi)}{\partial \mathbf{r}} \right]_k + \int A_{i, \Omega}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \left(\frac{d\mathbf{s}}{|\nabla F|} \cdot \frac{1}{(2\pi)^3} \right)$$

上式被积函数中出现 $i\epsilon$ 是考虑到朗道约定^[3]. 从准中性条件和 (126) 及 (130) 式, 可消去 ϕ_k ,

$$\frac{(\delta n)_k}{n_0} = \frac{1}{1 + L} \left[-\frac{L}{\gamma_e T_e} (v_{\text{eff}})_k + iQ_k \right] \quad (131)$$

其中

$$\begin{aligned} Q_k &= \frac{1}{n_0} \int \frac{I_\Omega(\mathbf{p}_u)}{\Omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u} + i\epsilon} \cdot \frac{d\mathbf{p}_u}{(2\pi)^3} \\ L &= \frac{\gamma_e T_e}{n_0} \int \frac{\mathbf{k} \cdot (\partial f_0 / \partial \mathbf{p}_u)}{\Omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u} + i\epsilon} \cdot \frac{d\mathbf{p}_u}{(2\pi)^3} \end{aligned}$$

对 Maxwell 平衡分布的离子群以及低频情况, 有 $v_{Ti} \gg \Omega_0/k$, $\Omega_0 \approx \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0$, (131) 式的时空表示为

$$\frac{\delta n}{n_0} = -\frac{v_{\text{eff}}}{\gamma_e T_e + T_i} + \frac{T_i}{\gamma_e T_e + T_i} Q \quad (132)$$

其中

$$Q = i \frac{1}{n_0} \int d\mathbf{k} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \int \frac{d\mathbf{p}_u}{(2\pi)^3} \cdot \frac{I(\mathbf{p}_u)}{\Omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u} + i\epsilon} \quad (133)$$

上式 $I(\mathbf{p}_u)$ 与单位时间内由于飞行器及其周围场散射而获得的动量为 \mathbf{p}_u 的离子数成正比，它恰好是 Al'pert 等人所定义的 I 函数^[40]。 I 函数一般由飞行器与周围等离子体之间的相互作用（例如散射律）决定，在此情况下，如果假定散射是镜像对称的，则近似有^[40]

$$I(\mathbf{p}_u) \approx -\pi R_0^2 v_0 f_0(\mathbf{p}_u)$$

在此情况下，对远尾区（选择 $z \parallel v_0$ ），得

$$Q = -\frac{v_0^2}{v_{Ti}} \frac{\pi R_0^2}{2\pi z^2} \exp\left(-\frac{v_0^2}{2v_{Ti}^2} \frac{x^2 + y^2}{z^2}\right) \quad (134)$$

利用无量纲变量（50）式，可以把方程（48）式及（133）式写为

$$i \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \tau} + \alpha \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) + n\mathbf{E} = 0 \quad (135)$$

$$n = -|\mathbf{E}|^2 - \frac{3}{4\mu} \frac{T_e}{\gamma_e T_e + T_i} v_0 \frac{\pi R_0^2}{2\pi z^2} \exp\left[\frac{-T_e v_0^2}{2T_i} \frac{x^2 + y^2}{z^2}\right] \quad (136)$$

方程（135）和（136）式描述了我们感兴趣的高频场和密度扰动之间的非线性耦合^[45]。此外，如果我们用离子和飞行器相互作用项

$$\frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} U$$

来代替（128）式右边的项（其中 U 是相互作用函数），最终也可得到方程（135）及（136）式^[46]。

在远尾区，我们可以把天线的辐射看成是单色的泵波源，对它诱发的调制不稳定性的讨论表明^[46]，横向扰动在一个比纵向扰动的更大的特征尺度上发展，这将导致类薄饼状结构——电磁“飞碟”——的形成。

我们有如下结论：

(1) 空间飞行器与周围等离子体之间相互作用是当代物理的基本问题之一；我们获得了描述远尾区这种相互作用的方程组 (135) 及 (136) 式；

(2) 具有天线系统的飞行器在电离层中可以激发起可探测到的电磁孤波，而且波内密度是稀化的，这就自然地解释了 Bakai 等人^[43]所援引的两个主要观测结果；

(3) 作为泵波源，飞行器上天线辐射能诱发调制不稳定性，它有较大增长率，因而导致激发可探测到的电磁孤波；

(4) 这种电磁孤波具有薄饼结构，在纵轴方向呈标准孤波形状，以亚声速沿纵轴方向运动；

(5) 如果飞行器是隐身的，我们能根据它运动激起的电磁孤波来探测它的行踪。

10. 自引力系统的非线性结构

本节和下一节所讨论的课题涉及三级非线性和完全动力论描述，因而问题就变得非常复杂起来了。

宇宙物质在甚大尺度上是均匀分布的，但在不到百兆秒差距范围内，物质的分布有成团趋向，形成星系、星系团、超团和巨洞。因此宇宙学的一个基本问题是，为什么在这种大尺度上物质有不均匀分布。这个问题首先是 Jeans 研究过^[47]；他找到了如下线性色散律

$$\omega^2 = k^2 v_s^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (137)$$

式中 v_s 是声速， ρ_0 是流体质量密度。如果

$$k < k_J = \sqrt{4\pi G \rho_0 / v_s} \quad (138)$$

这时介质是引力不稳定的，均匀的云开始收缩，碎裂成各种天体。然而 Jeans 对未扰态的处理并非令人满意^[48]。嗣后，Zel'dovich 详细地研究了这个问题，提出了等温和绝热扰动的可能演化模

型^[49]；由于密度高涨在某个方向上发展得更快，高度扁平的类薄饼状物质分布应该形成^[50]。然而这种薄饼状形成物的推断缺乏直接的理论基础^[48]。

在甚大尺度上宇宙是均匀和各向同性的，如果不均匀尺度远小于哈勃宇宙半径，以及如果相对于总膨胀的特征速度远小于光速，那么在牛顿框架下描述不均匀发展是合适的。进而，我们把物质分布看成是类尘埃而不是类气体分布，因而需要动力论的描述。

考虑到宇宙存在大质量暗物质，需要研究双成分自引力系统。其无碰撞玻耳兹曼方程为

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + (\mathbf{a} + \mathbf{g}^G) \cdot \frac{\partial f_a}{\partial \mathbf{v}} = 0, (\alpha = 1, 2) \quad (139)$$

这里 \mathbf{a} 是非引力加速度， \mathbf{g}^G 为引力加速度，满足 Poisson 方程

$$\nabla \cdot \mathbf{g}^G = -4\pi G(\rho_1 + \rho_2) \quad (140)$$

$$\nabla \times \mathbf{g}^G = 0 \quad (141)$$

质量密度 ρ_a 定义为

$$\rho_a(\mathbf{r}, t) = \int f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \frac{d\mathbf{v}}{(2\pi)^3} \quad (142)$$

可以假定

$$\rho_1 \ll \rho_2 \quad (143)$$

这儿 ρ_1 和 ρ_2 分别表示亮物质和暗物质的质量密度。把 f_a 和 \mathbf{g}^G 分成为未扰和扰动部分，有

$$f_a = f_a^R + f_a^T, \mathbf{g}^G = \mathbf{g}^R + \mathbf{g}^T$$

因为 f_a 和 \mathbf{g}^G 通过方程 (139) 和 (142) 式紧密耦合，我们可以用扰动场 \mathbf{g}^T 来展开 f_a^T ，有

$$f_a^T = \sum_i f_a^{T(i)} \quad (144)$$

式中 $f^{T(i)}$ 表示正比于 \mathbf{g}^T 的第 i 次幂项。我们假定，未扰态是处于平衡的： $\mathbf{a} + \mathbf{g}^R = 0$ ；并且感兴趣的不稳定是在均匀背景上发展起来

的 ($\rho_0 \approx \text{const.}$); 在此情况下, 未扰态方程变为

$$\partial f_a^R / \partial t = 0$$

合理地取 f_a^R 为 Boltzmann 分布, 有

$$f_a^R = \frac{(2\pi)^{3/2}}{v^3} \rho_{0a} \exp \left[- \frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{v_a^2} \right] \quad (145)$$

由 (139) 并利用 (144) 式, 可得如下级联方程

$$\frac{\partial f_a^{T(1)}}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f_a^{T(1)}}{\partial r} + g^T \cdot \frac{\partial f_a^R}{\partial v} = 0 \quad (146a)$$

$$\frac{\partial f_a^{T(2)}}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f_a^{T(2)}}{\partial r} + g^T \cdot \frac{\partial f_a^{T(1)}}{\partial v} = 0 \quad (146b)$$

$$\frac{\partial f_a^{T(3)}}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f_a^{T(3)}}{\partial r} + g^T \cdot \frac{\partial f_a^{T(2)}}{\partial v} = 0 \quad (146c)$$

把 $A = (g^T, f_a)$ 展开为 Fourier 积分, 从 (146a) ~ (146c) 式得

$$i(\omega - k \cdot v) f_{a,k}^{T(1)} = \int g_{k_1}^T \frac{\partial f_{a_1,k_2}^R}{\partial v} dk_1 dk_2 \delta(k - k_1 - k_2) \quad (147a)$$

$$i(\omega - k \cdot v) f_{a,k}^{T(2)} = \int g_{k_1}^T (\partial f_{a_1,k_2}^{T(1)} / \partial v) dk_1 dk_2 \delta(k - k_1 - k_2) \quad (147b)$$

$$i(\omega - k \cdot v) f_{a,k}^{T(3)} = \int g_{k_1}^T (\partial f_{a_1,k_2}^{T(2)} / \partial v) dk_1 dk_2 \delta(k - k_1 - k_2) \quad (147c)$$

式中 $\delta(k - k_1 - k_2) \equiv \delta(k - k_1 - k_2) \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2)$. 另一方面, 由 (140) 式我们有

$$ik \cdot g_k^T + 4\pi G \sum_a \int f_{a,k}^{T(1)} \frac{dv}{(2\pi)^3} = -4\pi G \sum_{a,n} \rho_{a,k}^{T(n)}, (n \geq 2) \quad (148)$$

把 (147a) 式代入上式, 有

$$\epsilon_k^G g_k^T = -4\pi G \frac{1}{k} i \sum_{a,n \geq 2} \rho_{a,k}^{T(n)} \quad (149)$$

其中“介电常数” ϵ_k^G 为

$$\epsilon_k^G = -1 + \frac{4\pi G}{k^2} \sum_a \int_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{k \cdot \partial f_a^R / \partial v}{\omega - k \cdot v + i\epsilon} \frac{dv}{(2\pi)^3} \quad (150)$$

线性色散方程 $\epsilon_k^G=0$, 有

$$k^2 = \sum_a k_{ja}^2 (1 + \text{Re} Z(\frac{\omega}{\sqrt{2} k \bar{v}_a})) \quad (151)$$

其中色散函数 $Z(\xi)$, 定义为

$$Z(\xi) = \frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - \xi - i0^+} dt \quad (152)$$

金斯波数 k_{ja} 由(138)式决定. 我们从(151)式可以看到, 和流体情况大相径庭, 动力论仅仅只允许纯不稳定模^[48], 它为

$$\omega^2 \approx - (k_{j1}^2 \bar{v}_1^2 + k_{j2}^2 \bar{v}_2^2), |\omega| \gg k \bar{v}_a$$

由(143)式, 它变为

$$\omega^2 = \omega_0^2 \approx -4\pi G \rho_{02}, |\omega| \gg k \bar{v}_a \quad (153)$$

这种不稳定模意味着均匀系统开始收缩并碎裂为局部不均匀系统; 而这种自引力成团的结构却是取决于非线性相互作用. 我们首先研究低频场方程, 即在(149)式左边令 $g_k^T = g_k^{TS}$ (S 表低频量). 写下第二级质量密度

$$\rho_{a,k}^{T(2)} = \int f_{a,k}^{T(2)} \frac{dv}{(2\pi)^3} = \int S_{k,k_1,k_2}^a g_{k_1}^T g_{k_2}^T \delta(k - k_1 - k_2) dk_1 dk_2$$

其中 S_{k,k_1,k_2}^a 是相互作用矩阵元. 由于存在 δ 函数, 如下条件必须满足

$$k = k_1 + k_2, \omega = \omega_1 + \omega_2$$

因为 k, ω 属于低频场, 那么 ω_1 和 ω_2 一定是高频场, 且有相反符号 (对倍频场, 我们不感兴趣) 因而有

$$g_{k_1}^T g_{k_2}^T = g_{k_1}^{T(+)} g_{k_2}^{T(-)} + g_{k_1}^{T(-)} g_{k_2}^{T(+)}$$

这里上标“+”及“-”表示高频扰动场的正频和负频部分, 在此情况下, 准确到第二级非线性项, 低频场方程为

$$\epsilon_k^G g_k^{TS} = (-4\pi Gi) \int \tilde{S}_{k,k_1,k_2} g_{k_1}^{T(+)} g_{k_2}^{T(-)} \delta(k - k_1 - k_2) dk_1 dk_2, \quad (154)$$

这里 $\tilde{S}_{k,k_1,k_2} \approx \tilde{S}_{k,k_1,k_2}^{(a=2)}$, 是 S_{k,k_1,k_2}^a 对称化后的矩阵元. 类似地, 我们可以得到高频场方程 (准确到三级非线性) 为

$$\sum_k^G g_k^{T(+)} = - (4\pi Gi) \int \tilde{G} g_{k_1}^{T(+)} g_{k_2}^{T(+)} g_{k_3}^{T(-)} \delta(k - k_1 - k_2 - k_3) dk_1 dk_2 dk_3 \quad (155)$$

其中 \tilde{G} 是三个高频场以及高、低频场总的相互作用矩阵元. 我们可以利用 δ 函数和低频条件 $|\omega| \gg k\bar{v}_a$ 来简化 \tilde{S} 和 \tilde{G} 的表式 (详细计算参见文献 [48]), 结果上式变为

$$\epsilon_k^G g_k^{T(+)} = - \int g_{k_1}^{T(-)} \frac{(k \cdot k_1)}{kk_1} \frac{\rho'_{k-k_1}}{\rho_{02}} dk_1 \quad (156)$$

其中

$$\rho'_{k'} = \rho_{02} \frac{k'^2 (\epsilon_{k'}^{G2} + 1)}{\omega_k^4 \epsilon_k^G} \int \frac{(k_2 \cdot k_3)}{k_2 k_3} \epsilon_{k'}^{G1} g_{k_2}^{T(+)} g_{k_3}^{T(-)} \cdot \delta(k' - k_2 - k_3) dk_2 dk_3 \quad (157)$$

它正好是低频场引起的密度扰动, 而

$$\epsilon_k^{Ga} = -1 + \frac{1}{k^2} k_{ja}^2 [1 + Z(\xi_a)] \xi_a = \frac{\omega}{\sqrt{2} k \bar{v}_a}$$

引进如下包络场 $g^{(+)}$

$$g^{(+)}(r, t) e^{-\omega_h t} = \int g_k^{T(+)} e^{-i\omega t + ik \cdot r} dk \quad (158)$$

则 (156) 和 (157) 式的时空表示为

$$\frac{2i}{\omega_h} \frac{\partial g^{(+)}}{\partial t} + \frac{3\bar{v}_2^2}{\omega_h^2} \nabla^2 g^{(+)} = - g^{(+)} \frac{\rho'}{\rho_{02}} \quad (159)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2 \right) \frac{\rho'}{\rho_{02}} = - \frac{k_{i2}^2 v_s^2}{\omega_h^4} \nabla^2 |g^{(+)}|^2 \quad (160)$$

其 ω_h 表高频. 从 (159) 式, 可得如下色散关系

$$\nabla \omega = \frac{3}{2\omega_h} k^2 \bar{v}_2^2$$

考虑到高频部分，它变为

$$\omega^2 = \omega_h^2 + 3k^2 \bar{v}_2^2, |\omega_h| \gg k\bar{v}_2$$

它同样可从 $\epsilon_k^G = 0$ 近似得到 ($\omega_h \approx \omega_0$)。在无量纲系统中

$$\xi = \frac{2}{3} \sqrt{\mu} \frac{\sqrt{4\pi G \rho_{02}}}{\bar{v}^2} \bar{r}, \tau = \frac{2}{3} \mu \sqrt{4\pi G \rho_{02}} t$$

$$n = \frac{-3}{4\mu} \frac{\rho'}{\rho_{02}}, g = \frac{\sqrt{3}}{2v_s \sqrt{4\pi G \rho_{02}}} g^{(+)}, \mu = \rho_{01}/\rho_{02}$$
(161)

并令 $\omega_h^2 \approx \omega_0^2 = -4\pi G \rho_0$ ，则 (159) 式和 (160) 式可变为^[51]

$$\frac{\partial g}{\partial \tau} - \nabla^2 g + ng = 0 \quad (162)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \nabla^2 \right) n = \nabla^2 |g| \quad (163)$$

它们类似于 Zakharov 方程 (51) 及 (52) 式。不同之处在于虚数项，虚数 i 项相应于纯振荡模；而无碰撞引力系统，如前所述是不允许有纯振荡模，因而 (160) 式左边第一项不出现虚数 i 。

在静态极限下，(162) 和 (163) 式成为

$$\frac{\partial g}{\partial \tau} = \nabla^2 g + g|g|^2 \quad (164a)$$

$$n = -|g| \quad (164b)$$

根据 Liapunov 函数

$$\mathcal{L} = -|\nabla \cdot g|^2 + \frac{1}{2}|g|^4 \quad (165)$$

利用标量变换 (80) 式可以证明^{[48],[52]}，在一维情况下，扰动场 g 是稳定的，而在三维情况下，它将坍缩。此外，根据条件 (141) 式，横向扰动是禁戒的。因此，在纵向，也就是在扰动场的方向，坍缩一直继续到纵轮廓近似地是一维稳定的位形；而这时，对坍缩而言是禁戒的横向尺度一定远大于纵向尺度： $R \gg \xi_b$ 。这意味着，坍缩必将导致类薄饼状结构，它近似地是准稳的二维实体

(entity). 在一般条件下, 我们的数字积分也证明了这一点^[52].

对于一维行波, (162) 和 (163) 式化为

$$\frac{\partial g}{\partial \tau} - \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} g - \beta g |g|^2 = 0 \quad (166a)$$

$$-n = \beta |g|^2, \beta = \frac{1}{1 - u_e^2} \quad (166b)$$

在 $\beta > 0$ (亚声速运动) 时, 方程 (166a) 式可以化为 Lane-Enden 方程, 它有具有明显的边界

$$|\xi_b| = \frac{1}{|u_e|} \ln(6.9 |u_e|) \quad (167)$$

在 $\beta < 0$ 的超声速情况下, (166a) 有一个积分, 它规定了一种纵向特征尺度为

$$|\xi_d| = 2.94 \quad (168)$$

应该注意, 由于 $n \propto (-\rho' / \rho_{02})$, 亚声速运动 ($\beta > 0$) 对应于亮结构 ($\rho' / \rho_{02} > 0$), 而超声速运动 ($\beta < 0$) 则对应于暗结构 ($\rho' / \rho_{02} < 0$). 如果取 $\rho_{01} = 10^{-26.2} \text{g/cm}^3$, $\bar{v}_2 = 10^8 \text{cm/s}$, 则由 (167) 式得到 $l_b = 1 \text{Mpc}$ 这正是星系团 (亮结构) 的典型尺度; 取 $\rho_{01} = 10^{-23} \text{g/cm}^3$, $\bar{v}_2 = 10^8 \text{cm/s}$, 则有 $l_b = 10 \text{Mpc}$, 这是超团的尺度. 此外, 对大尺度暗结构, 取 $\rho_{01} = 10^{-30} \sim 10^{-31} \text{g/cm}^3$, $\bar{v}_2 = 2 \times 10^7 \text{cm/s}$, 那么由 (168) 式可得 $l_d = 32 \text{Mpc} \sim 100 \text{Mpc}$, 这是迄今观测到的巨洞 (voids) 的典型尺度.

在本节末, 我们应该指出所研究的自引力系统的非线性结构略去了宇宙膨胀效应. 不过, 在一个膨胀球上处理非线性自引力问题肯定是相当困难的, 它是一个至今仍未解决的难题. 然而, 在尺度小于 30Mpc 的范围内, 膨胀效应是小于自引力效应, 作为近似, 可略去哈勃流的影响. 事实上, 近似条件是

$$2MG/r > H^2 r^2 \quad (169)$$

其中质量 M 可取为 Jeans 质量, $M_J = \frac{4\pi}{3} \rho \left(\frac{1}{2} \lambda_J\right)^3 = \frac{\pi^{5/2}}{6} \rho (v_s^2 / G\rho)^{3/2}$, (169) 式成为

$$r < \frac{1}{H^{2/3}} \frac{\pi^{5/6}}{3^{1/3}} \frac{v_s}{G^{1/6} \rho^{1/6}} \quad (170)$$

其中 ρ 可取不均匀性密度 $\rho_{01} \sim 10^{-28} \text{cm}^{-3}$, v_s 取为 \bar{v}_1 , $\bar{v}_s \sim \bar{v}_1 \sim \bar{v}_2 \sim 10^8 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $H \approx 100 \text{km} \cdot \text{Mpc}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 由 (170) 式有 $r < 30 \text{Mpc}$.

当然, 本节的理论可以完全放心地应用于宇宙中各种自引力云, 这是我们进一步要研究的课题.

11. 等离子体诱发的自生磁场

各种宇宙天体都有磁场, 这类磁场虽然强度迥然不同, 但都与各种宇宙活动息息相关. 可以说, 如果没有磁场, 太阳、恒星、脉冲星、星系核等将是一片宁静的沉寂世界.

目前风行的 dynamo (发电机) 理论提供了一种产生磁场的可能机制, 即任意弱的然而有限的种子磁场与湍流流体相互作用时会放大这个种子场^{[53]~[56]}. 这种运动 dynamo 虽然在解释太阳活动周期取得了明显成功, 但它并非是令人满意的, 现存理论包含了很多可调参量, 因为一些与观测相吻合的分析可能与参量的不确定性有关^[57].

众所周知, 等离子体是一种多自由度系统, 在这种不稳定的等离子体中, 在各个自由度上的能量均分导致大量等离子体激发. 这种湍动激元与流体元相互作用也能导致磁场放大^[58].

在 70 年代末, 出乎意料地发现了在莱塞产生的等离子体中会激发起稳恒磁场^{[59],[60]}. 这个实验的发现, 立即引起了等离子体物理学家的极大注意. 对产生这种准稳磁场的物理机制已经有了许多讨论^{[61],[62]}. 但是这种自生磁场的研究仍处于双流体、双时标近似阶段, 并且集中于朗缪尔波场的激发作用. Belkov 和 Tsytovich 研究这种磁场的调制激发^[63], 但仍认为高频电场是纵场. 众所周知, 天体中存在甚强的电磁辐射, 因而横电磁波诱发的自生磁场的研究是天体物理学家极为关注的课题. 已经很清楚, 对于各种天体的宏观磁场, 它们的产生机制 (包括 dynamo) 迥然各异^[57],

而等离激元诱发的小尺度非均匀自生磁场却具有普适意义. 从物理上讲, 等离子体中充分发展了的波-波和波-粒子相互作用能产生低频非线性流, 它将最终诱发出低频的似稳磁场. 然而具体研究横等离激元诱发的自生磁场, 由于涉及极化效应, 问题变得非常复杂.

从 Vlasov 方程出发, 有

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_a}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f_a}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (171)$$

$$\mathbf{F} = e_a \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right), (\alpha = e, i) \quad (172)$$

如同上一节所做那样, 把分布函数 f_a 和电磁力 \mathbf{F} 分成为未扰(规则)和扰动部分, 而且由于它们通过 Maxwell 方程及流密度方程

$$\mathbf{j} = \sum_a \int e_a \mathbf{v} f_a \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \quad (173)$$

有紧密耦合, 可以把 f_a^T 展开为扰动场 \mathbf{E}^T 的幂级数

$$f_a^T = \sum_a f_a^{a(T)} \quad (174)$$

假定不存在非自洽场^[63], 即 $\mathbf{F}^R = 0$; 这时未扰方程有能量积分, 可把 f_a^R 取为 Maxwell 分布. 由方程 (171) 式可以得到如下扰动场方程

$$\frac{\partial f_a^T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_a^T}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F}^T \cdot \frac{\partial f_a^R}{\partial \mathbf{p}} + \mathbf{F}^T \cdot \frac{\partial f_a^T}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (175)$$

另一方面, 从 Maxwell 方程可以得到横模式的 Fourier 表示的场方程

$$(k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon'_k) E_k^T = 4\pi i \omega [e_k^{t*} \cdot (j_k^{(2)} + j_k^{(3)})] \quad (176)$$

式中 ϵ'_k 是横介电常数

$$\epsilon'_k = 1 - \sum_a \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} Z\left(\frac{\omega}{\sqrt{2} k v_{Ta}}\right) \quad (177)$$

$j_k^{(2)}, j_k^{(3)}$ 是非线性流(只准确到三级非线性), 它们可从 (173) 式和 (175) 式得到. 场方程 (176) 式和上一节研究的纵模场方程

(149) 式相对应.

类似于上一节中的讨论, 我们可以利用场方程 (176) 式得到如下低频和高频场方程 (详细推导参见文献 [64])

$$(k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon'_k) E_k^{\text{TS}} = 4\pi i \omega \sum_a \int \tilde{S}^a E_{k_1}^{T(+)} E_{k_2}^{T(-)} \delta(k - k_1 - k_2) dk_1 dk_2 \quad (178)$$

$$\begin{aligned} (k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon'_k) E_k^{T(+)} = & 4\pi i \omega \sum_a \left\{ \int \tilde{S}^a E_{k_1}^{T(+)} \tilde{E}_{k_2}^{\text{TS}} \cdot \delta(k - k_1 \right. \\ & \left. - k_2) dk_1 dk_2 + \int \tilde{G}^a E_{k_1}^{T(+)} \cdot E_{k_2}^{T(+)} \cdot E_{k_3}^{T(-)} \right. \\ & \left. \cdot \delta(k - k_1 - k_2 - k_3) dk_1 dk_2 dk_3 \right\} \quad (179) \end{aligned}$$

式中 \tilde{S}^a 是高频场与低频场相互作用矩阵元, \tilde{S}^a 表达式与 \tilde{S}^a 相同, 仅前者的 ω_2 是低频; 而 \tilde{G}^a 是三个高频场相互作用的矩阵元. 这些矩阵元都可以从 (175) 式得到, 表达式相当冗长. (179) 式中的低频场 $\tilde{E}_{k_2}^{\text{TS}}$ 与 (178) 式左边的低频场 E_k^{TS} 可以相差一个位相因子. 然后我们对这些矩阵作近似计算, 并把 (178) 式的结果代入 (179) 式中去, 于是得到如下时空表示的场方程

$$\frac{2i}{\omega_{pe}} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \frac{c^2}{\omega_{pe}^2} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \frac{n'}{n_0} \mathbf{E} + \frac{ie}{m_e c \omega_{pe}} \mathbf{E} \times \mathbf{B}^s \quad (180)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2 \right) n' = \nabla^2 \frac{|\mathbf{E}|^2}{4\pi m_i} \quad (181)$$

式中 \mathbf{E} 是高频场 ($\omega \approx \omega_{pe}$) 的包络

$$\mathbf{E} e^{-i\omega_{pe} t} = \int \mathbf{E}_k^{T(+)} e^{-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{k} \quad (182)$$

而 n' 是正、负高频横场综合成低频场 (包括横和纵模) 所引起的总扰动密度; (180) 式右边的低频磁场 \mathbf{B}^s 可以由 (178) 式得到. 如果低频磁场的特征变化尺度远大于德拜尺度, 即 $L \gg d_e$, 我们有

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + v_s^2 \nabla \times \nabla \right) \mathbf{B}^s = \frac{iec}{m_e \omega_{pe}^2} \nabla \times \nabla \times \left[\frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*) \right] \quad (183)$$

在阻尼变得重要情况下 ($L \sim d_e$), 代替 (183) 式有

$$\frac{\partial \mathbf{B}^s}{\partial t} = i \frac{ec}{m_e \omega_{pe}^2} \nabla \times \nabla \times (\mathbf{E}^* \times \mathbf{E}) \quad (184)$$

引入代换

$$\xi = \frac{2}{3} \sqrt{\mu} \mathbf{r} / d_e, \tau = \frac{2}{3} \mu \omega_{pe} t, \mu = m_e / m_i \quad (185a)$$

$$n = \frac{3}{4\mu} \frac{n'}{n_0}, \mathbf{E}(\xi, \tau) = \frac{\sqrt{3} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{4\pi^{1/2} (\mu n_0 T_e)^{1/2}} \quad (185b)$$

$$\mathbf{B}^s = \frac{3e}{4\mu m_e c \omega_{pe}} \mathbf{B}^s(\mathbf{r}, t), \alpha = c^2 / 3v_{Te}^2 \quad (185c)$$

由 (180) ~ (183) 式, 最终得到如下自生磁场的耦合方程组^{[64], [65]}

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \nabla^2 \right) n = \nabla^2 |\mathbf{E}|^2 \quad (186)$$

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{E} - \alpha \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = n \mathbf{E} + i \mathbf{E} \times \mathbf{B}^s \quad (187)$$

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \nabla \times \nabla \times \right) \mathbf{B}^s = i \frac{2}{3} \nabla \times \nabla \times \left[\frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*) \right] \quad (188)$$

或者在阻尼区 ($L \sim d_e$), 代替 (188) 式有如下方程

$$\frac{\partial \mathbf{B}^s}{\partial \tau} = -i \frac{2}{3} \nabla \times \nabla \times (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*) \quad (189)$$

在静态极限下, 由 (186) 式得

$$n = -|\mathbf{E}|^2 \quad (190)$$

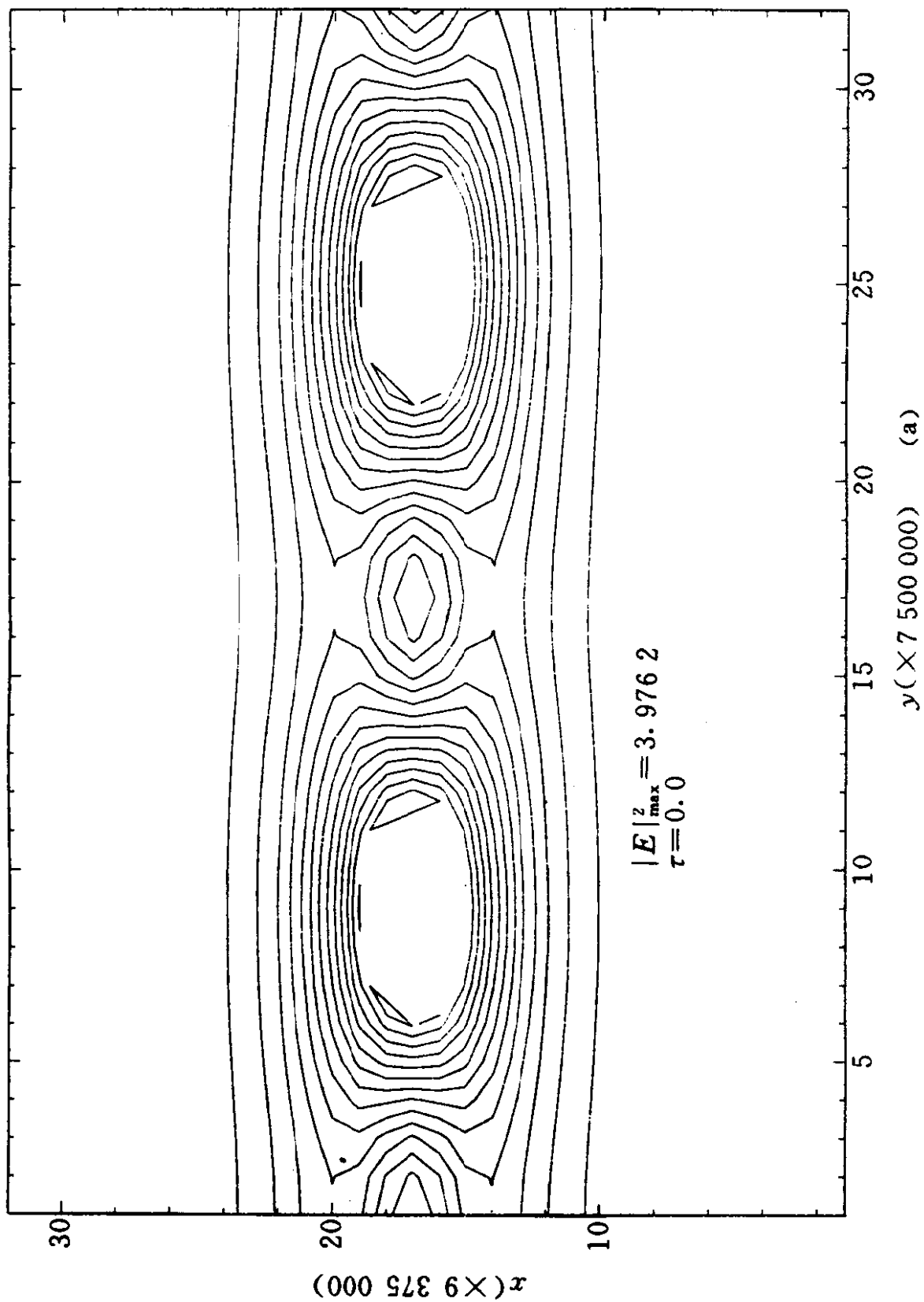
同时 (188) 式变为

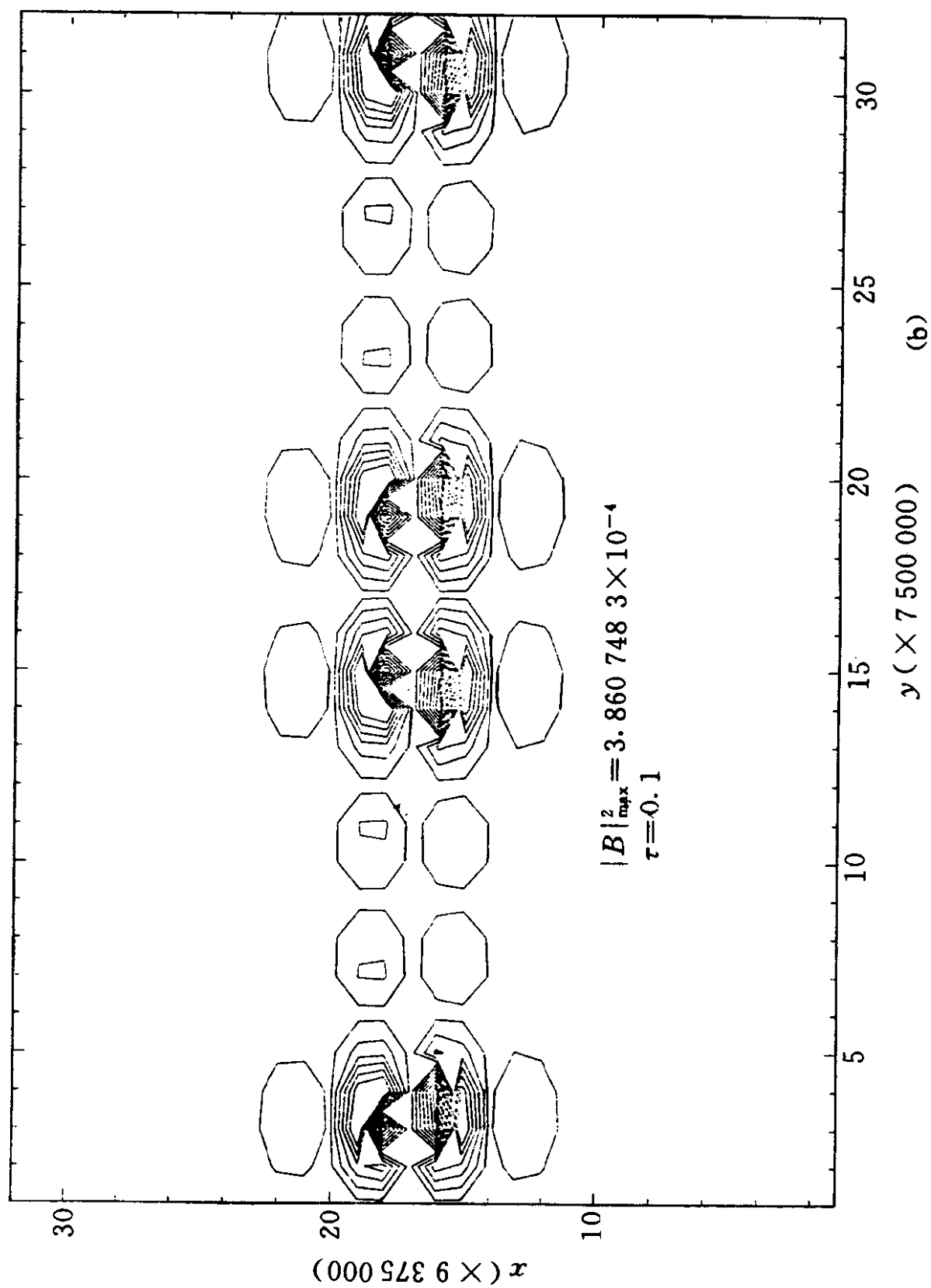
$$\mathbf{B}^s = i \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*) \quad (191)$$

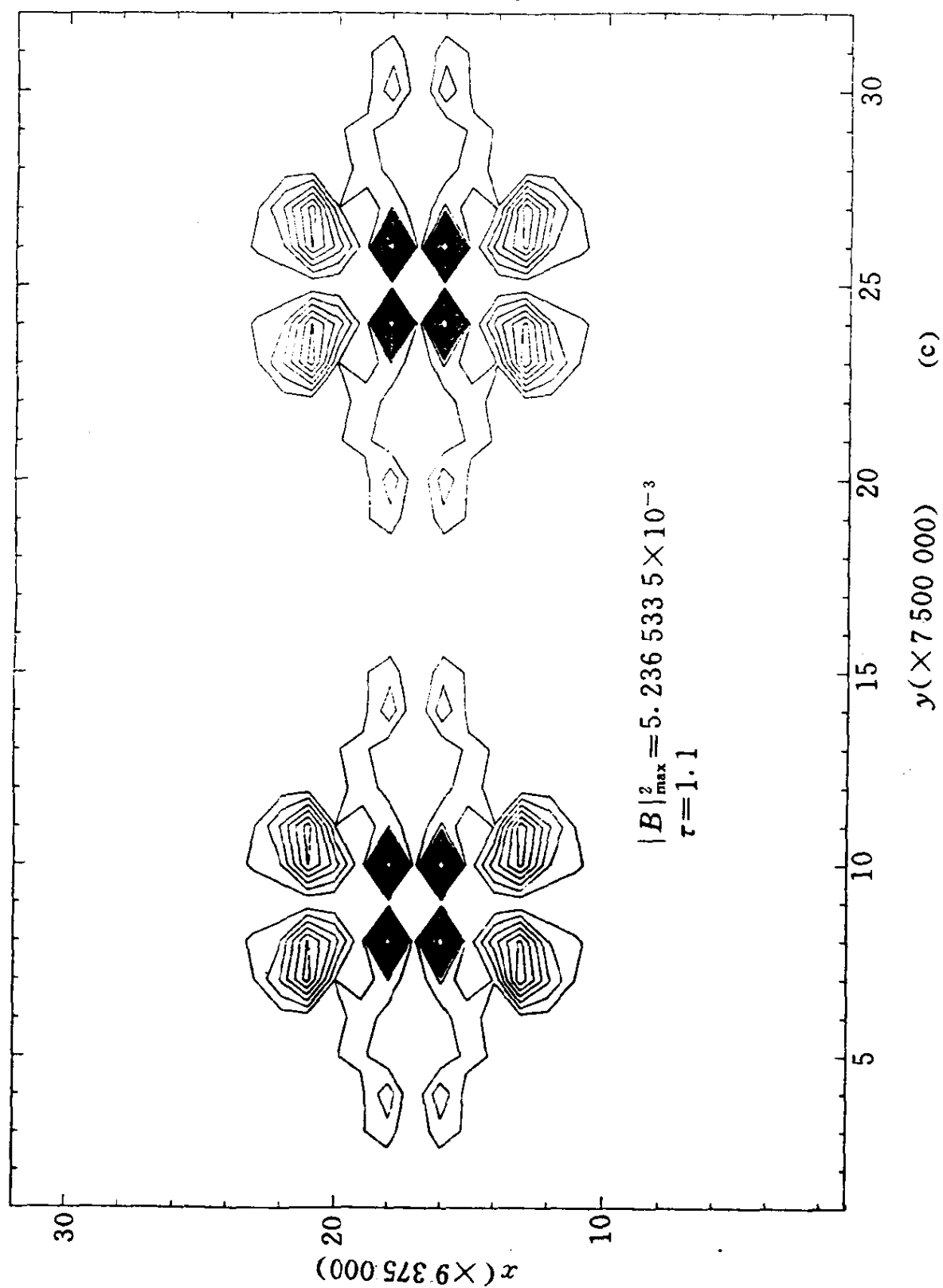
把它们代入 (187) 式, 得到

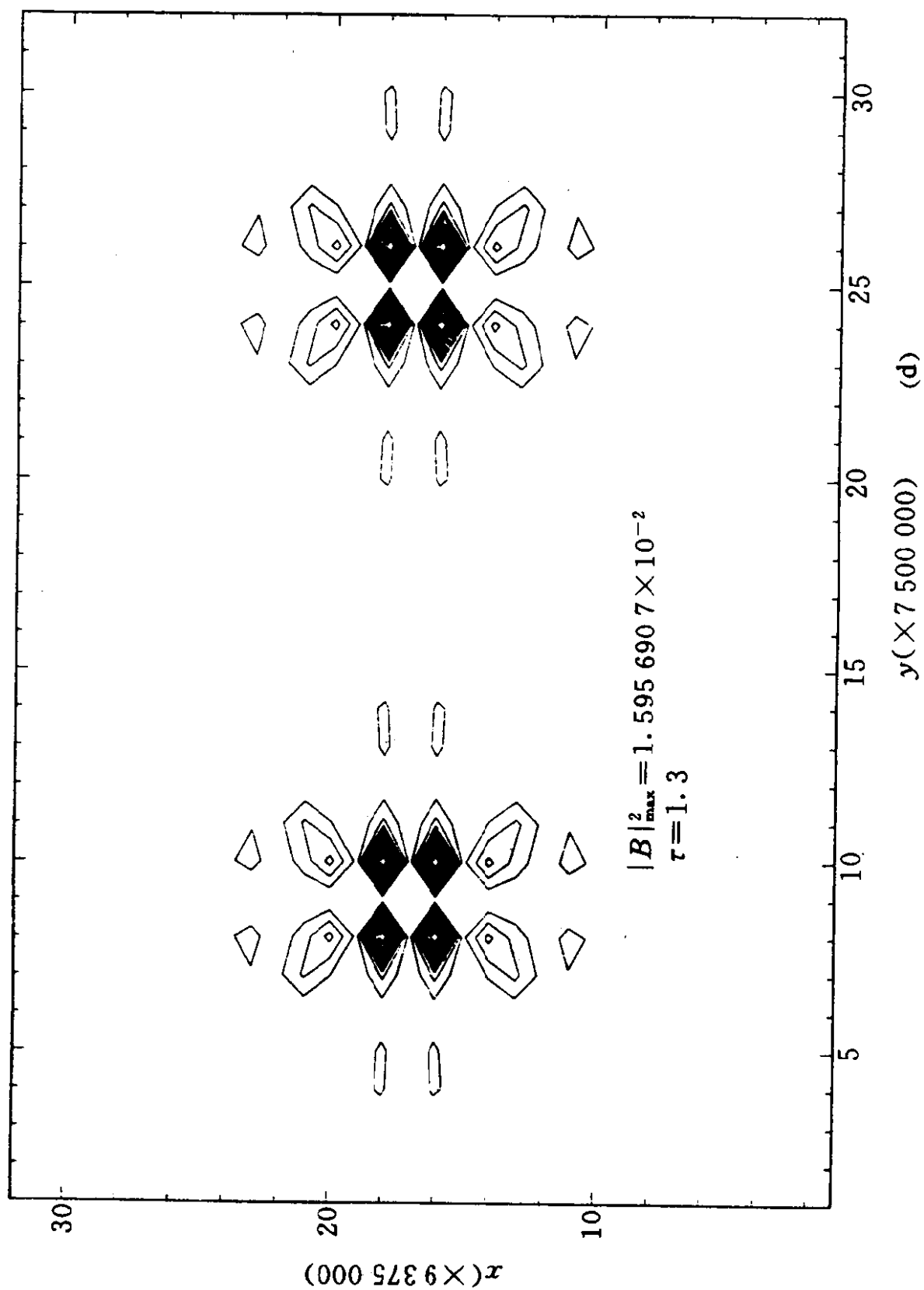
$$i \mathbf{E}_\tau - \alpha \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} - i \mathbf{E} \times \mathbf{B}^s = 0 \quad (192)$$

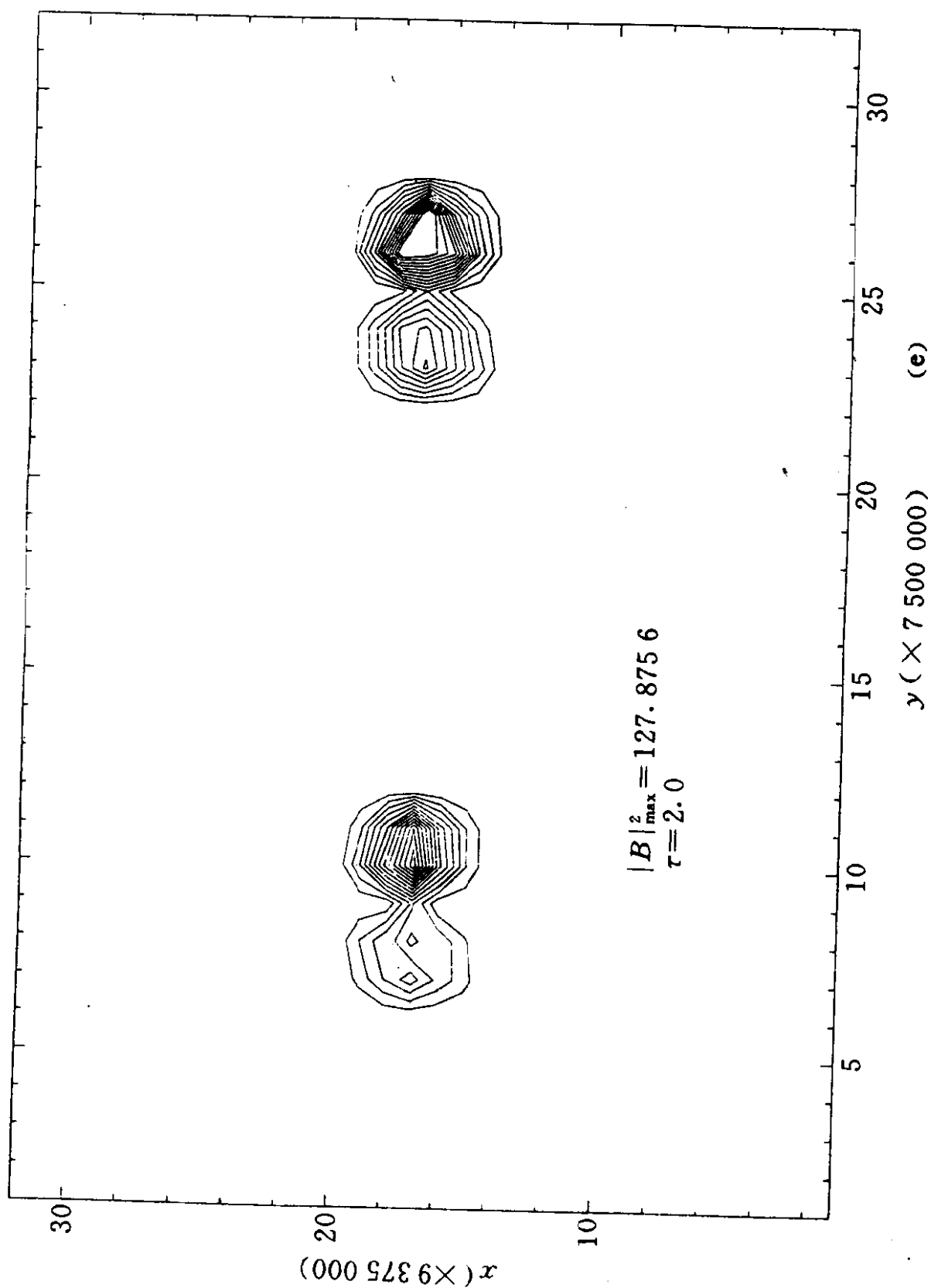
我们看到, 似稳自生磁场 \mathbf{B}^s 完全由封闭方程组 (191) 和 (192) 式











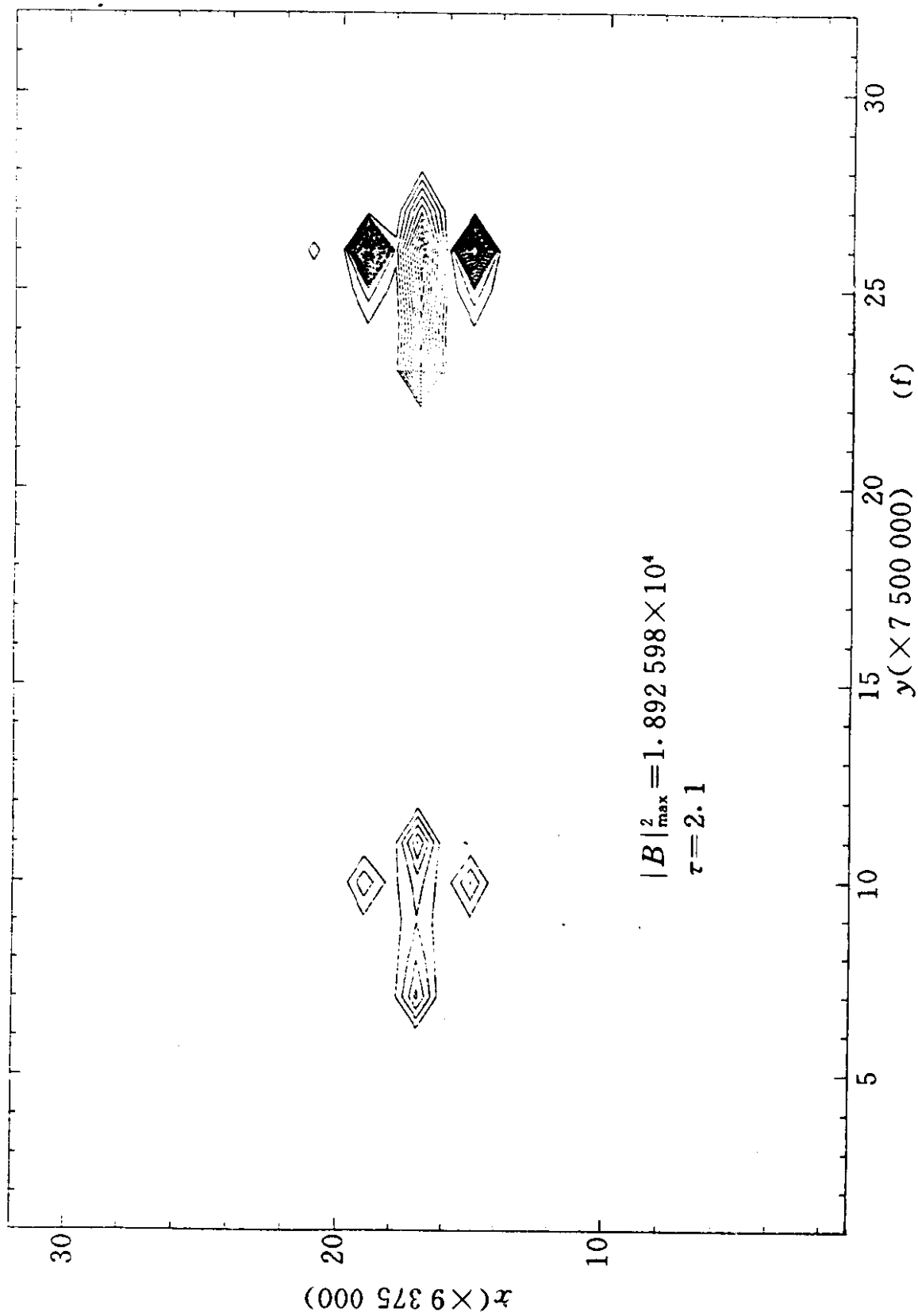
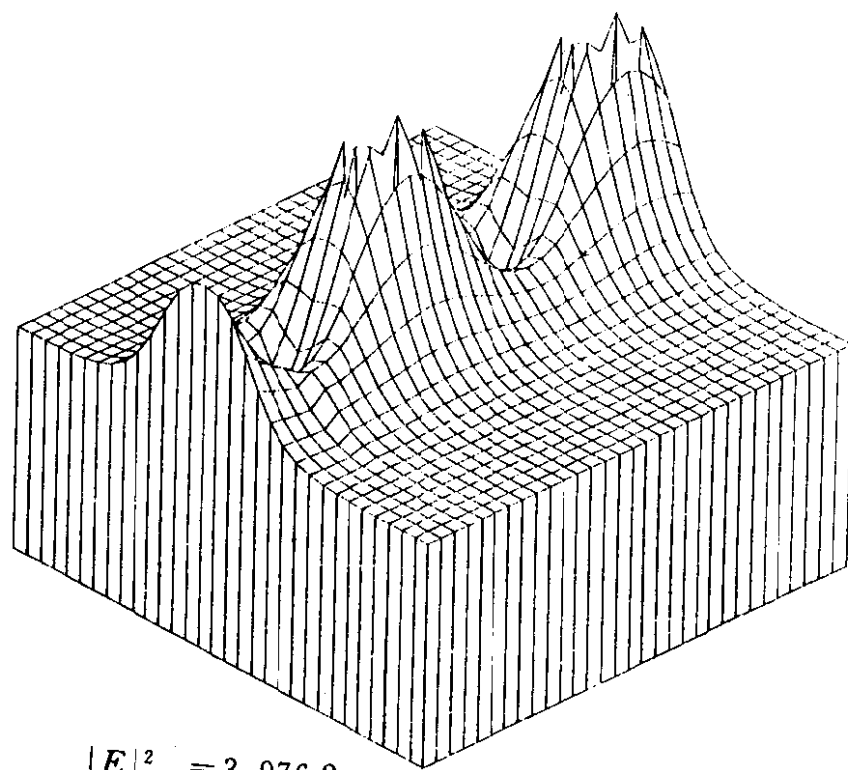


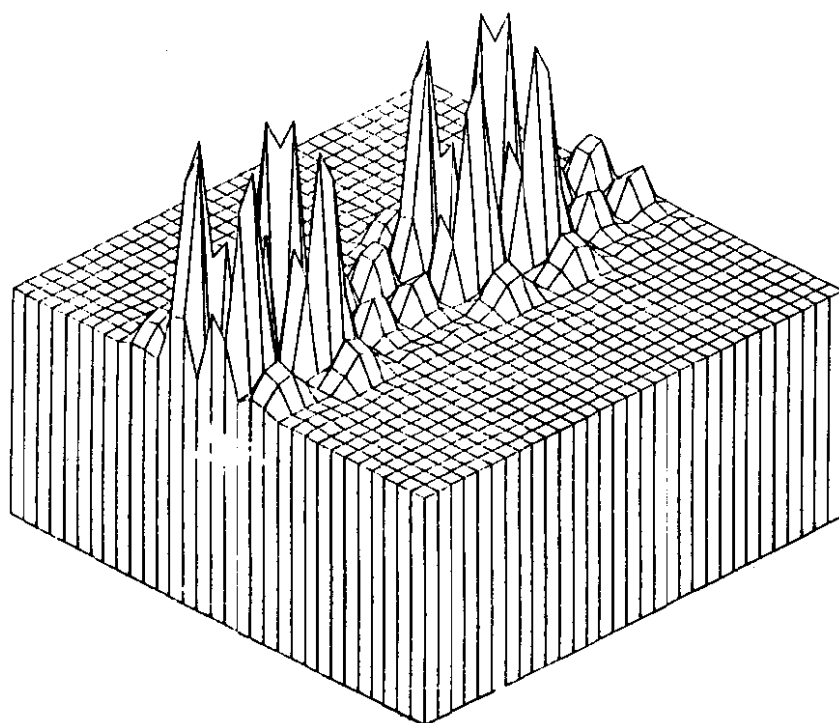
图 21.1 横泵波场 $|E|^2_{\max} = 3.9762$ 诱发的自生磁场的坍塌



$$|E|_{\max}^2 = 3.9762$$

$$\tau = 0.0$$

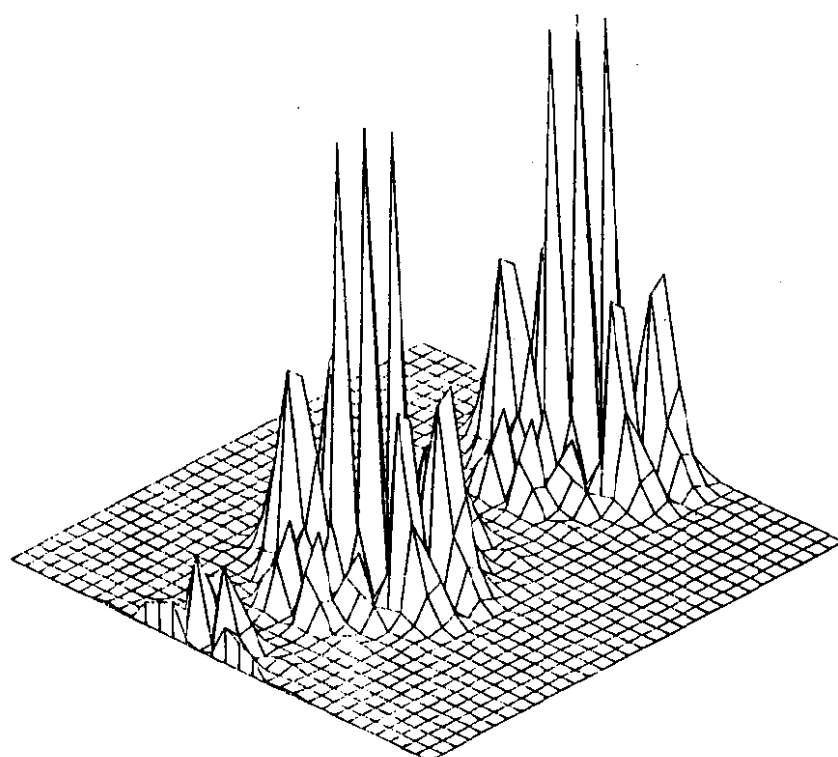
(a)



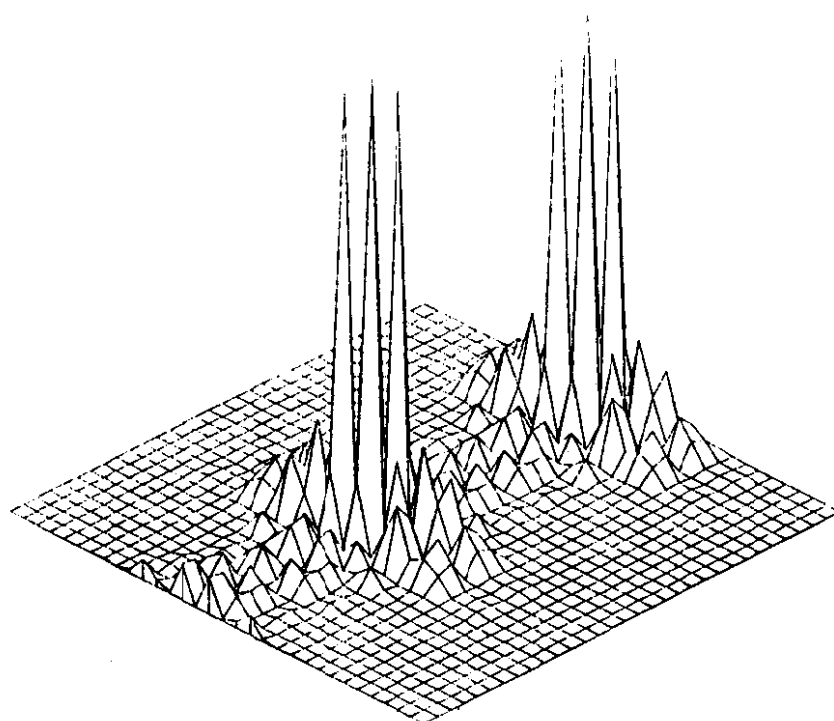
$$|B|_{\max}^2 = 3.8607483 \times 10^{-4}$$

$$\tau = 0.1$$

(b)



$$\begin{aligned} |B|_{\max}^2 &= 5.236\,533\,5 \times 10^{-3} \\ \tau &= 1.1 \end{aligned} \quad (c)$$



$$\begin{aligned} |B|_{\max}^2 &= 1.595\,690\,7 \times 10^{-2} \\ \tau &= 1.3 \end{aligned} \quad (d)$$

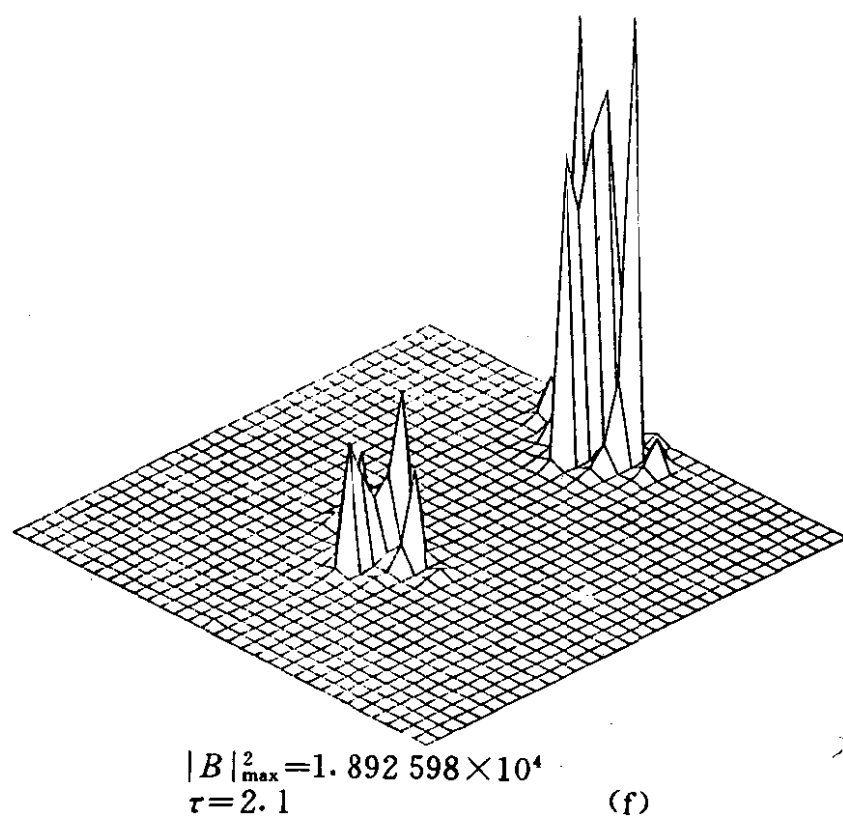
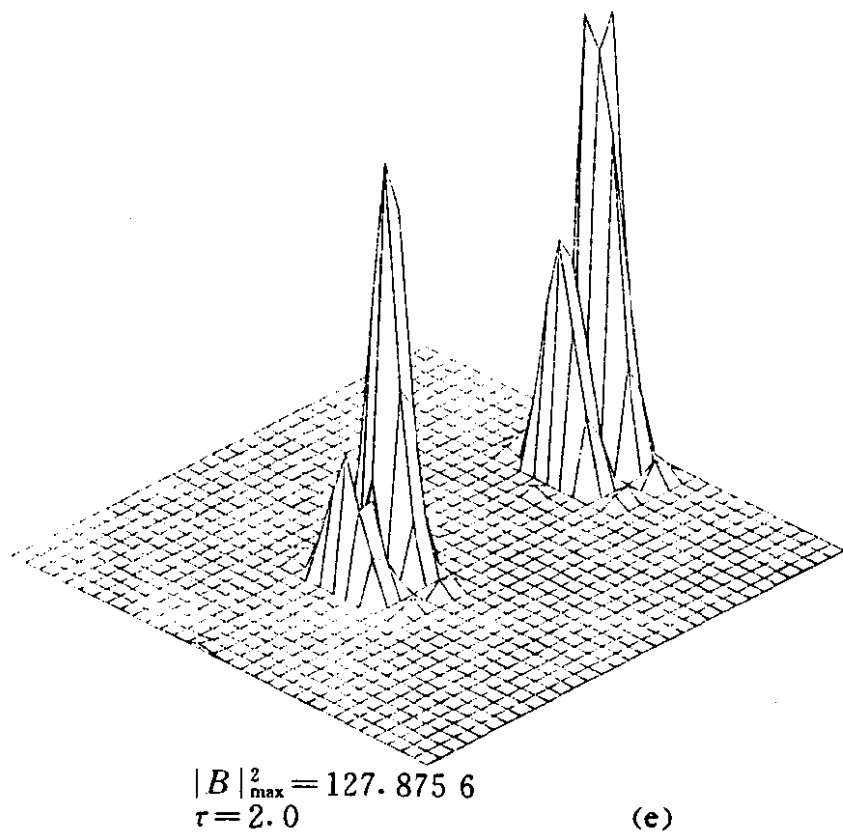


图 21.2 横泵波场 $|E|_{\max}^2 = 3.9762$ 诱发的自生磁场的坍缩

决定. 从这组方程可以解出 E, E^* , 然后代入 (191) 式, 就得到所要的自生磁场.

数字积分表明^[65], (192) 和 (191) 式所确定的磁场会经受一种快坍缩, 在太阳光球有关参量下, 最终可得到在 200km 范围内磁场强度约为 $3 \times 10^{-1} \text{T}$ 的小尺度场. 这与在太阳表面观测到的小尺度磁场相符, 但国际上目前还没有最粗糙的理论解释^[66] (参见图 21.1、图 21.2).

我们可以找到 (191) 和 (192) 式的拉氏密度, 从而可以从理论上证明^[64]磁场的坍缩是可能的. 对非静态极限情况, 对 (186) ~ (188) 式进行数字积分, 并应用于某些天体 (例如太阳射电过强、中子星的 γ 爆矛盾、星系核过强的红外辐射等等) 上的有关小尺度非均匀磁场产生问题, 是我们今后的研究课题.

强湍动等离子体天体物理经历了不过近十年的发展, 然而它对理解和阐明天体的激变过程, 例如自坍缩引起的粒子爆发性加速、磁坍缩伴随电场快速坍缩而最终导致粒子快加速、自调制引起的宇宙射流的自准直、电双层内爆、磁重联中爆发不稳定性以及小尺度非均匀场的快速产生及其效应等等, 都具有重要意义. 由于等离子体非线性时标非常短, $\tau \sim (\omega_{pe} \frac{W}{n_0 T_e})^{-1}$, 强湍动等离子体天体物理与天体激变过程息息相关就不足为奇了.

还应该说, 宇宙各层次的天体物理过程大多数与湍动等离子体物理相关 (例如宇宙磁单极子的能量损失和辐射^[67]、^[68], 天体辐射谱的畸变及爆后大气结构^[69]、湍动吸积盘硬 X 射线谱结构^[70] 等等). 由此可见, 强湍动等离子体天体物理所迈出的青春脚步非常铿锵有力. 可以预期, 在不久的将来它必将以崭新的姿态出现在广阔的天文舞台上.

参 考 文 献

- [1] Kaplan S A, Tsytovich V N. In: Plasma Astrophys. Oxford: Pergamon. 1973 [s. n.]

- [2] MeIrose D B. In: Plasma Astrophs. Gordon and Breach Sci Publishers. 1980 [s. n.]
- [3] 李晓卿著《湍动等离子体物理》1987, 北京: 北京师范大学出版社
- [4] Haar D Ter, Tsytovich V N. Phys Rep, 1981, 75c : 175
- [5] Tsytovich V N. Theory of Turbulent Plasma. New York: Consultants Bureau, 1977p. 207
- [6] Rudakov L T, Tsytovich V N. Phys Rep. 1978, 40cl : 1~78
- [7] Захаров В Е. Д+СЭТФ, 1972, 62 : 1745—1749
- [8] Goldman M V. Rev Modern Phys. 1984, 56 : 709~734
- [9] Gurevich A V. Nonlinear Phenomena in The Ionosphere. Berlin: Springer-Verlag, 1978, Sec. 2. 1
- [10] Li Xiao~qing, Wu S T. In: Kikuchi H. ed. Laboratory and Space Plasmas. 1989, 239~265
- [11] Thornhill S G, Haar D Ter. Phys Rep, 1978, 43c : 43~99
- [12] Gibbons J, Thornhill S G, Wardrop M J, et al. J Plasma Phys, 1977, 17 : 153~170
- [13] Zakharov V E. In: Galeev A A, Sudan R N. ed. Basic Plasma Phys II. NorthHolland Pub, 1984, p. 112 [s. l.]
- [14] Shapiro V D, Shevchenko V I. In: Galeev A A, Sudan R N. ed. Basic Plasma Phys II. North-Holland Pub, 1984, p. 149 [s. l.]
- [15] 李晓卿《自然科学年鉴》(专论部分)上海: 翻译出版公司, 1989, 2. 8—2. 13
- [16] Parker E N. Solar and Stellar Magnetic Fields and Atmospheric Structure Theory. Solar Phys, 1989, 121 : 271
- [17] Landan L D, Lifshitz E M. In: Electrodynamics of Continuous Media. OXf: Pergamon, 1960, Sec 61
- [18] Li Xiao-qing, Song Mu-tao. Solar Phys. 1982, 75 : 83
- [19] 李晓卿《天文学进展》1984, 2 : 283~309
- [20] 童彝, 堵锦生, 毛信杰等, 谱斑的湍动加热、天文学报, 1984, 25 : 382
- [21] 范大雄, 张南, 王健民等, 天文学报 1988, 29 : 58 周爱华, 范大雄, 林春梅等, 空间科学学报 1988, 8 : 81

- [22] Li Xiao-qing, Zhang Zhen-da, Zhen You-yi. *Solar Phys*, 1984, 91 : 289
- [23] 章振大, 黄佑然, 李晓卿, 冕洞区太阳风中哨声波的加速作用, *天文学报* 1982, 23 : 102
- [24] Zheng Yong, Li Xiao-qing. *Alfven Wave-driving Mechanism of Late Type Stellar Wind*. *Astrophys Space Sci*, 1990, 167 : 1~11
- [25] Dendy R O, Haar D T. *Fast-time-scale Plasma Turbulence and The Collision Tearing Mode*. *M N*, 1984, 209 : 333
- [26] Dendy R O, Haar D T. *J Plasma Phys*, 1984, 31 : 81
- [27] Pikelner S B, Kaplan S A. *Radiophys Qu Electron*. 1978, 20 : 904
- [28] Shivamoggi B K. *Phys Rep*, 1985, 127 : 99
- [29] Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N. *Phys Fluids*. 1963, 6 : 459
- [30] 李晓卿、紫金山天文台台刊, 1990, 9 : 75~103
- [31] Zhang Zhen~da, Smartt R N. *Acta Astronomica, Sinica*. 1991, 32 : 233
- [32] Li Xiao-qing, Wu S T. In : *Proc of The Second Symp on Plasma-wave and Plasma-matter Interaction*. 1988, 1 : 25
- [33] Benz A O. *Solar Phys*, 1986, 104 : 99
- [34] Alfven H, Carlqvist P. *Solar Phys*, 1967, 1 : 220
- [35] Block L. *A Donble Layer Review*. *Astrophys Space Sci*. 1978, 55 : 59
- [36] Carlqvist P. *Electron and Plasma Phys*. *Roy Inst Tech*, 1980
- [37] Davey K R. *Astrophys Space Sci*. 1983, 95 : 13
- [38] Li Xiao-qing. *Astrophys Space Sci*. 1985, 112 : 13
- [39] Degtyarev L M, Zakharov V E, Rudakov L I. *Soviet Phys JETP*, 1975, 41 : 57
- [40] Alpert Ya, Gurevich A V, Pitaevskii L P. *Space Phys with Artifical Satellites*. *Plenum Press*, 1965, p. 85 [s. l.]
- [41] Gurevich A V, Pitaevskii L P, Smirnova V V. *Space Sci Rev*, 1969, 9 : 805
- [42] Alpert Ya. *The Near-Earth and Interplanetay Plasma*. *Camb Uni Press*, 1983, p. 4 [s. l.]
- [43] Bakai A S, Kuperov L P, Solodovnikov G K. *Soviet J Plasma Phys*,

1977, 3 : 572

- [44] Liu V C. Space Sci Rev, 1969, 9 : 423
- [45] 李晓卿, 宇航学报 1990, No 3 : 76
- [46] Li Xiao-qing. Nonsteady Interaction of Plasma with Bodies Moving in Space. Astrophys Space Sci. 1989, 153 : 311
- [47] Jean J. Phil Tran. Roy Soc London A, 1902, 199 : 49
- [48] 李晓卿, 紫金山天文台台刊, 1991, 10 : 161
- [49] Zeldovich Ya B. Gravitation Instability. A Ap, 1970, 5 : 84
- [50] Zeldovich Ya B. Cosmological Fluctuation Produced Near a Singularity. M N, 1980, 192 : 663
- [51] Li Xiao-qing. Nonlinear Structure of Self-gravitating Systems. A Ap, 1990, 227 : 317
- [52] Li Xiao-qing, Li Ling-huai. Chinese Phys Letters. 1992, 9 : No. 5, 227
- [53] Parker E M. Hydromagnetic Dynamo models. Astrophys J, 1955, 122 : 293
- [54] Robert P H, Stix M. The Turbulent Dynamo. Tech Note : NCAR/IA-6, 1971
- [55] Krause F, Radler K H. Mean-Field MHD. Pergamon Press, 1980. [s. 1.]
- [56] Zeldovich Ya, Ruzmaikin A A, Sokoloff D D. Magnetic Fields in Astrophys. Gordon and Breach, 1983. [s. 1.]
- [57] Dolginov A Z. Phys Rep. 1988, 162 : 337
- [58] Li Xiao-qing, Song Guo-xuan, Astrophys Space Sci. 1981, 76 : 13
- [59] Stamper A, Ripin B H. Phys Rev Lett, 1976, 34 : 138
- [60] Reven A, Willi O, Rumsky P T. Phys Rev Lett, 1978, 41 : 554
- [61] Max C E, Manheimer W M, Thornson J J. Phys Fluids, 1978, 21 : 128
- [62] Kono M, Skoric M M, Haar D Ter. J Plasma Phys, 1981, 26 : 123
- [63] Belkov S A, Tsytovich V N. Soviet Phys JETP, 1979, 49 : 656
- [64] Li Xiao-qing. Publication of Purple Mountain Observation. 1989, 8 : 1

- [65] Li Xiao-qing, Ma Yue-hua. A AP, 1993, 270 : 534
- [66] Stenflo J O. A AP Rev, 1989, 1 : 3
- [67] Li Xiao-qing. Radiation and Energy by Monopole in Cosmic Plasma. Astrophys Space Sci, 1986, 123 : 125
- [68] Li Xiiao-qing, Li Zhong-yuan. The Radiation Feature of a Moving Charges and Other Celestial Bodies. Astrophys Space Sci, 1988, 146 : 41
- [69] 李晓卿, 章振大, 湍动等离子体散射对天体 X 射线谱的作用, 天体物理学报 1981, 1 : 301
- [70] Li Xiao-qing. Turbulent Scattering of High-trekuensi Radiation in Accretion Discs. A Ap, 1989, 225 : 555

二十二、致密天体的吸积与喷流

卢炬甫

(中国科学技术大学)

1. 引言

1.1 天体的吸积与喷流

吸积是天体由于引力作用而吸引和积聚周围气体、尘埃等物质的过程。喷流是由天体附近喷射出的定向、狭长、准直、高速的物质流。这两种看似相反的物质运动形式，有着深刻的内在联系，孪生于不同层次的多种天体系统之中。

吸积的概念可以上溯到 Kant 于 1755 年和 Laplace 于 1796 年各自提出的关于太阳系起源的星云假说。他们认为，原始星云的引力中心吸引周围物质并凝聚成太阳，星云外区的物质在绕中心转动的同时又逐渐形成几个较小的引力中心，最后凝聚成行星。

这两位先驱的思想是超时代的。直至进入 20 世纪，关于吸积的理论研究才得以继续。概括地说，前半叶中所取得的最有意义的进展，是认识到了粘滞作用的重要性。一个较差转动的气体环或盘，其质量和角动量会由于物质间的粘滞（即内摩擦）作用而重新分布，绝大部分物质逐渐丢失角动量而向内集聚，丢失的角动量则由极少量物质携带着向外转移，总的质量和角动量守恒。这幅图象被应用来论证原始星云的分裂以及太阳系的质量和角动量分布。

第一个越出太阳系的吸积模型是 Bondi 于 1952 年提出的。他所考虑的吸积是球对称的，对应的实际问题是一颗恒星对周围星际介质的吸积。由于星际介质密度太低，吸积率（即单位时间落

到中心天体上的物质质量)就太小,吸积物质所产生的辐射光度比太阳还要差几个量级,因而在观测上并无重要意义.而且在今天看来这种模式也过于简单,绝大多数实际的吸积过程并不具有球对称性.然而,Bondi所建立的一些基本概念,诸如吸积半径、声速点等,在理论上却有着奠基性意义.

吸积理论研究的真正展开始于60年代.这是由于来自两个方面的推动.一是类星体和X射线星的发现.这些高能天体能源问题上的困难似乎只有用吸积机制才能解决.二是极端致密天体的存在被证实.只有对致密程度很高(即质量与半径之比很大)的天体,吸积才是一种高效地将引力能转化为辐射的机制.两种极端致密的天体——中子星和黑洞,都是在30年代预言的.1967年发现脉冲星并立即证认为中子星,黑洞的探索者也由此受到鼓舞.

水到渠成,第一个轴对称的吸积模型即经典薄盘模型在70年代初期建立,并成功地应用于双星系统.当吸积子星是中子星或黑洞时,就表现为强X射线源.另一种早在1914年就被发现并也堪称致密天体的白矮星,也被认识到是另一大类活动双星即激变变星中的吸积子星.由于激变变星比较便于观测,它们成为迄今唯一有直接观测证据表明其中有吸积盘存在的天体系统(行星的光环也有薄盘的形状,但不是严格意义上的吸积盘,因为它们自身并不产生辐射).

中子星和白矮星经常带有很强的偶极磁场(这是黑洞所没有的).这时吸积盘的图象会被部分地或完全地破坏.吸积物质(通常是等离子体)被迫沿磁力线偏转,形成柱状气流,落向星体的两个磁极.这就是吸积柱.

对于类星体和其他活动星系核,中心吸积天体看来非巨型黑洞莫属.但当经典薄盘模型也被试图对它们应用时,却遇到了两个新的挑战.一是许多活动星系核的光度可以接近或超过Eddington限度,而薄盘却不能产生这样强的辐射.另一就是喷流.第一个河外的光学喷流早在1918年就被观测到.但由于光学喷流数

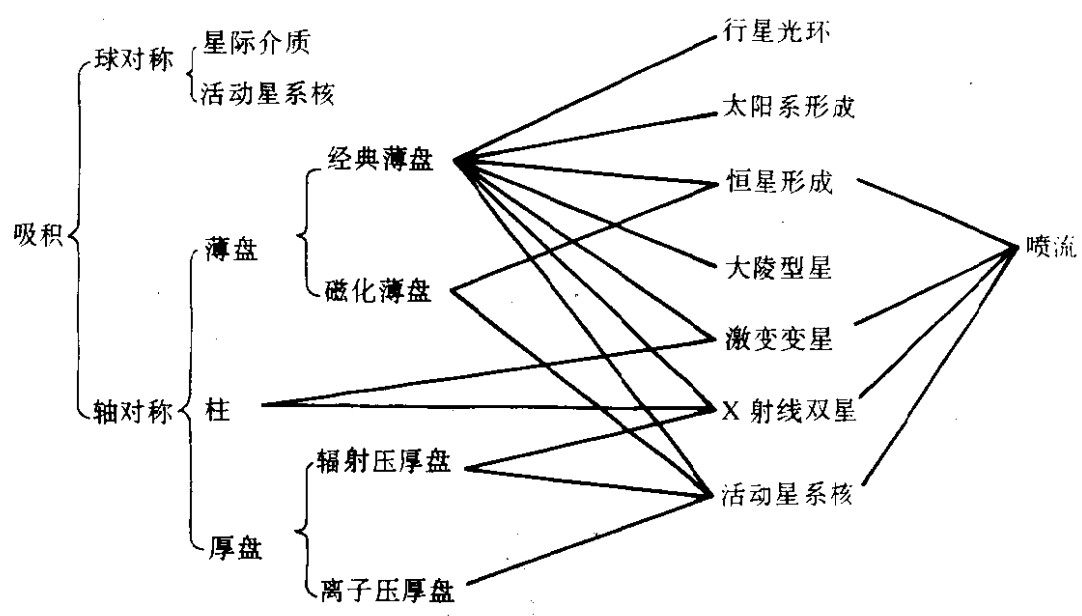
量很少，此后数十年中并未形成系统研究。70年代后期发展起来的 VLA 和 VLBI 装置，才揭示出射电喷流在活动星系中的普遍存在。这些速度可以高到接近光速的定向束流，其产生机制也很难纳入经典薄盘模型的框架。于是，80年代初期同时出现了两种厚吸积盘模型，即辐射压支持的厚盘和气体压（更准确地说是离子压）支持的厚盘。前者具有产生超 Eddington 光度和由辐射压加速喷流的能力，后者则为那些核心光度较弱的活动星系（如射电星系）中喷流的产生提供了一种巧妙的机制，即通过所谓电磁彭罗斯（Penrose）过程提取中心黑洞的转动动能来造成喷流。此外还有一种改进的薄盘即磁化薄盘，磁场直接提取盘中物质，在加速的同时予以约束使之准直，形成喷流。

再反馈到河内，喷流也在恒星层次上存在。其中一类与河外喷流在物理上颇相似，就是中心天体也是致密的，不过一般都是磁化的中子星或白矮星。只有一个源即著名的 SS433 是黑洞候选者。另一类恒星级喷流及与之相联系的吸积盘的发现是人们始料未及的，堪称 80 年代天文学的一大成果。射电与光学观测表明，许多年轻星体（原恒星和主序前恒星）附近也有一对沿相反方向喷出的气流。进一步揭示出这些星体周围吸积盘的存在，则主要地是依靠红外卫星（IRAS）的资料，再加上射电和紫外波段的证据。IRAS 还探测到，近邻恒星中有四分之一都被固体粒子组成的转动盘所围绕，这些盘很可能是行星形成后的残余物。当代天文学的最新进展看来正在证实 Kant 和 Laplace 关于太阳系形成的基本思想。还应补充的一个新认识是，即使在由两颗主序星组成的双星系统中，吸积过程也可能起重要作用。这类双星统称为大陵型星（Algols）。

综上所述，吸积盘与喷流共存于三种天体系统：含致密吸积星的双星、活动星系核、年轻恒星。表 1 大致概括了吸积与喷流的研究在当代天体物理中的地位。限于篇幅，本文将只以理论模型为主线来评述致密天体的吸积和活动星系核的喷流，在介绍已

有的尤其是 80 年代所取得的成果的同时,讨论一些重要的疑难问题和可能的进展方向.

表 1 天体物理中的吸积与喷流



1.2 致密天体吸积释能的高效率

对于 19 世纪的天体物理学家来说,引力能是天体能量的唯一源泉,但是太阳和其他恒星的能源这样一个基本问题却使他们陷于困境. Helmholtz 于 1854 年提出第一个科学意义上的恒星能源模型,即恒星的光和热来自它们自身在收缩过程中释放的引力势能. 对于太阳,这个过程所能维持的时间约是 3×10^7 年,不仅远短于太阳的年龄,甚至短于地球上生物进化的历程.

直到本世纪 30 年代末,才有了关于太阳及主序恒星能源的基本正确的理论,即能量是来自氢的热核聚变反应. 这种反应释放能量的效率(即静质量中转化为能量的部分) η 是 0.007. 于是恒星的辐射光度可写成

$$L = \eta \dot{M} c^2 \tag{1}$$

式中 \dot{M} 是恒星质量的损耗率, c 是光速. 太阳依靠氢燃烧约能维持

10¹¹年.

然而,60年代对类星体和X射线星等高能天体的激动人心的发现,又一次从新的高度提出了能源问题.这里所谓高能天体,有两重含义,一是辐射的总光度极大,一是辐射的频率极高.明亮类星体的典型光度约为10⁴⁰J/s,如果也由热核反应供给能量,则按(1)式每年得有约250M_⊙的氢被烧掉.以一个普通星系的全部质量(~10¹¹M_⊙),至多可维持10⁹年,何能有氢留存至今日以构成恒星?另一方面,作为恒星级天体,双星中X射源的光度典型值约为10³⁰J/s.相比之下太阳这样的普通恒星总光度都低了四个量级,高频辐射就更是微乎其微了.

面对着新挑战的天体物理学家,在经过一番困惑之后,又重新想起了引力能.现在的问题是必须找到一种新机制,使引力能以更高的效率释放出来.这种新机制就是吸积.若中心天体质量为M,半径为R_{*},则吸积的释能效率就应是物质从远处落到该天体表面的过程中释放的引力势能与其静质量能量之比,

$$\eta = (GM/R_*)/c^2 \quad (2)$$

式中G是引力常量.显然,只有M/R_{*}值很大,即是致密天体,吸积释能才是高效的.中子星有M~1M_⊙,R_{*}~10⁶cm,于是η~0.15,比热核反应的效率高出约20倍.黑洞没有一个物质性表面.按照广义相对论,其吸积释能效率在0.06(不转的黑洞即Schwarzschild黑洞)到0.42(转得最快的黑洞即极端Kerr黑洞)之间,一般取为0.1.如果类星体和其他活动星系核的能量是来于黑洞吸积,则由(1)式可知明亮类星体中的吸积率(即单位时间落到中心天体上的质量,也用 \dot{M} 表示)为10M_⊙/a量级.这样的需求是合理的.一般活动星系核的 \dot{M} 值估计在1M_⊙/a上下.

白矮星的致密程度(M~1M_⊙,R_{*}~10⁹cm)比中子星和黑洞低得多,由(2)式其η值比热核反应的要小数十倍.但不能由此断定白矮星吸积不重要.事实上,白矮星表面虽然也可以发生由

吸积物质堆积而导致的热核反应（这就是新星爆发的机制），但时间只有几天，而吸积却可以在白矮星的几乎整个寿命中进行。所以激变变星的光度主要是由吸积物质的辐射贡献。即使是主序星，其吸积过程的 η 值比热核反应的小上千倍，仍被认为可能在共生星和大陵型星中起重要作用。

高能天体辐射的频率特征也可由吸积机制来说明。连续辐射谱的特征频率 $\bar{\nu}$ 可用来定义辐射温度 T_{rad} ，有

$$kT_{\text{rad}} = h\bar{\nu} \quad (3)$$

其中 k 和 h 分别是 Boltzmann 常量和 Planck 常量。再引入黑体温度 T_b 和热温度 T_{th} ，定义式分别是

$$L = 4\pi R_*^2 \sigma T_b^4 \quad (4)$$

其中 σ 是辐射常量，和

$$GMm_p/R_* = 2 \times \frac{3}{2} kT_{\text{th}} \quad (5)$$

其中 m_p 是质子质量。可见 T_b 是与吸积光度等效的黑体辐射的温度， T_{th} 是假定吸积物质释放的引力能全部转化为自身热能所应有的温度。若吸积物质是光学厚的，应有 $T_{\text{rad}} \sim T_b$ ；而若物质的热能全部由辐射散发出去，且辐射与物质之间没有进一步相互作用（光学薄物质），则应有 $T_{\text{rad}} \sim T_{\text{th}}$ 。这两者都是理想状况，一般说来应是

$$T_b \lesssim T_{\text{rad}} \lesssim T_{\text{th}}$$

于是，若取 $L \sim 10^{31} \text{ J/s}$ ，则对 $1M_\odot$ 的中子星或黑洞有

$$1\text{keV} \lesssim h\bar{\nu} \lesssim 50\text{MeV}$$

这是硬 X 射线和 γ 射线辐射，对同样质量的白矮星有

$$6\text{eV} \lesssim h\bar{\nu} \lesssim 100\text{keV}$$

这是光学、紫外到 X 射线的范围。所以，吸积的中子星或黑洞，确是 X 射线源。而激变变星辐射的峰值确是在紫外波段。

上面这些论证是有力的，但又远远不够。吸积理论的任务是要阐明引力能如何转化为辐射，吸积原料从何而来？物质具有角

动量时又如何能下落？下落运动取何模式？辐射的产生和转移机制是什么？辐射温度究竟是接近其下限还是上限？观测的辐射谱（包括连续谱和线谱）如何从理论上拟合？磁场起些什么作用？吸积与喷流是如何相联系的？吸积如何影响中心天体？同为吸积过程支配的天体系统为何又表现出观测特征上的复杂差异？如此等等，仍在“吸积”着学者们的兴趣和智慧。

2. 激变变星和 X 射线双星

单个的中子星或恒星级黑洞当然也可以通过吸积星际介质而成为 X 射线源。但是星际介质的密度太低因而吸积率太小，相应的光度只有 $\sim 10^{24} \text{J/s}$ ，很难观测。能够提供充分的吸积原料的情况有二，就是双星系统和星系核心。

2.1 双星中的物质转移与吸积盘的形成

对各种天体系统中吸积过程的认识，以双星为领先。这是因为，大多数恒星是以双星形式存在的，而双星尤其是食双星比较容易测定其各项几何和物理参量。在演化的一定阶段两个子星之间有物质转移，又可以实现足够大的吸积率。双星中的物质转移有两种基本方式，即 Roche 瓣流和恒星风。

假定两个子星均可看作质点，且相互以圆形轨道绕转，则系统合力势（引力势加离心力势）的等势面族中，能同时包络两子星而面积为最小的闭合曲面，称为内 Roche 界面，由两个瓣连接而成。如果一个子星（称为伴星）充满了自己的 Roche 瓣，其表面物质就会通过两瓣连接点流入另一子星（称为主星）的瓣内（这是由高势区流向低势区），而不是逸出内 Roche 界面（由低势向高势）。这就是 Roche 瓣流（如图 22.1）。

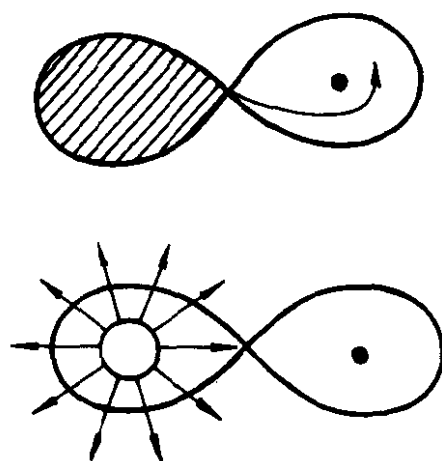


图 22.1

即使伴星没有充满 Roche 瓣，作为恒星的一个普遍属性，它也会以星风方式丢失物质。这些物质的一部分就可能被主星的引力所捕获（如图 22.1 下）。与 Roche 瓣流不同的是，由于星风是球对称的，被主星捕获的部分只占其总量的约 $10^{-4} \sim 10^{-3}$ 。但在伴星是早型星（O, B 型）的情况，星风高达 $10^{-5} M_{\odot}/a$ ，当主星是中子星或黑洞时，就成为光度为 $10^{30} \sim 10^{31} \text{J/s}$ 的 X 射线源。

在 Roche 瓣流的情况，由于连接点随整个双星系统一起转动，进入主星瓣内的物质具有相当大的角动量，就不会沿径向直接下落，而是绕主星转动。但是这些物质又不会保持在一个圆轨道上。这是因为，气体物质内部的耗散过程（碰撞、粘滞、激波等）会不断地将机械运动动能（由引力势能转化而来）转化为热能，并以辐射形式散发掉，从而迫使物质内移以释放引力势能。而内移就意味着必须丢失角动量。如果没有外力矩，就只有依靠某种内力矩（如粘滞力矩）来造成角动量的重新分布：大部分物质丢失角动量并由小部分物质携带向外转移。又由于粘滞这样的微观机制造成的角动量转移过程总是比较慢，转动和辐射冷却总是进行得比较快，而对于任一给定角动量，在所有轨道中以圆轨道对应的能量最低，就造成大部分物质在每一段都很接近圆弧的螺旋形轨道上运动，最后落到主星上。而小部分带有大角动量的物质则可能反馈回伴星，或者逃离双星系统。在与转动轨道面垂直的方向上没有离心力，如果压力（气体压和辐射压）也不够强，引力就会迫使物质收缩，直到逐渐增大的压力与之相平衡时为止。总的结果是，随着伴星物质的不断流入，一个扁平的盘状物就会形成并得以保持。这就是吸积盘。而在星风的情况，吸积物质的角动量要小得多，能否形成盘就不清楚了。

所以，吸积盘理论的核心是对角动量转移和能量耗散过程的研究。粘滞作用看来可以同时驱动这两个过程。由于吸积的气体物质是在主星引力支配下在不同半径上近似作 Kepler 转动，相邻的气体环之间就会有切变粘滞。一个半径为 R ，角速度为 Ω 的环

作用在相邻内环上的粘滞力矩是

$$G(R) = 2\pi R \cdot \nu \Sigma \left(R \frac{d\Omega}{dR} \right) \cdot R \quad (6)$$

其中 $\left(R \frac{d\Omega}{dR} \right)$ 是切变率, Σ 是盘的面密度, ν 是粘滞系数. 这个力矩造成角动量转移. 这个力矩做功造成动能向热能的转化. 显然, 关键是 ν , 即粘滞的物理实质和数量大小. 然而这正是迄今一直制约着吸积盘理论发展的“瓶颈”. 唯一可以肯定的是流体的分子型粘滞对于现在的天体问题是太小了. 比较可能的粘滞机制是湍流运动, 而湍流又正是经典物理最贫困的领域之一. Shakura N I 和 Sunyaev R A 于 1973 年提出, 湍流元尺度应不超过吸积盘厚度 H , 翻转速度一般应不超过声速 c_s , 即

$$\nu = \alpha H c_s \quad (7)$$

α 是一个纯数, 一般应小于 1, 但不能排除大于 1 的可能性. 这样一个并非实质性进步的处理, 高明之处在于把对粘滞机制的无知浓缩到 α 这个自由参数上. 一个便利的定量模型才得以建立, 并成为 20 年来这个领域中普遍采用的框架, 尽管同时也不断受到批评.

80 年代试图挣脱“瓶颈”的努力主要在两个方向上进行. 其一, 探索湍流是如何发生的, 从而找到对湍流粘滞的更好表述, 因为在 α 模型中湍流是被假定存在的. 一种可能性是, 盘在垂向上的对流不稳定性导致湍流. 但是这种不稳定性只发生在光学厚而且温度低于 10^4K 的区域. 就激变变星中的盘来说, 观测表明它在寂静期是光学薄的, 而在爆发时中心面的温度超过 10^4K . 要使温度不致过高, 吸积率就必须保持在 $10^{-11} M_\odot/\text{a}$ 以下. 即使对于激变变星中光度最小的矮新星爆发, 这个吸积率也太低了. 所以, 对于双星中的吸积盘, 对流不稳定性不大可能是起动湍流的有效机制 (但对原恒星的盘却很可能有效). 另一种可能性是, 湍流可能是由于部分或完全电离的盘物质中的磁不稳定性, 但对此尚无严格论证. 第二个研究方向是, 寻找湍流粘滞以外的角动量转移和

能量耗散机制。例如，激波也是一种有效的能量耗散机制。它可能由来自伴星的物质流对吸积盘外边缘的撞击而发生。然后当它向内传播时，由于盘物质的较差转动而形成一个旋臂形的波。如同星系中的密度波那样，这种波也造成角动量的向外转移。又如，后面要讲到的磁化薄盘则是依靠一种外力矩即电磁力矩来转移角动量。

2.2 激变变星中的吸积盘

最富研究成果的吸积盘存在于激变变星之中。这有两个方面的原因。第一，激变变星中的吸积率一般不大，盘的辐射光度都小于 Eddington 限度。这样的盘是几何薄的，即盘中任何一处的厚度都远小于到中心天体的径向距离（参见后面关于厚盘出现的条件的叙述）。有了这个前提，盘的结构就大为简化：吸积物质在垂向上的运动速度一定远小于径向速度（后者本身又远小于转动速度），因此可以认为盘在垂向上处于流体静力学平衡状态；压强、温度的径向梯度比起垂向梯度来又小得可以忽略，于是物质运动基本上由中心天体引力和惯性离心力支配，即基本上为 Kepler 转动；同时粘滞所产生的热基本上沿垂向传递到盘表面上散发，径向热流可以忽略，即有局域能量守恒。总之，盘的径向结构与垂向结构已可以分开处理，物质的三维运动问题简化成了一维问题。如果再进一步，只考虑定常态（即结构不随时间变化）的盘，则盘结构的基本方程组，即质量、动量、能量三个守恒定律，加上产热机制（如（7）式）、冷却机制（一般以辐射传递为主）和物态方程，就成为一组代数方程。给定中心天体质量 M 、吸积率 \dot{M} 和粘滞常数 α 这三个参量，就可以解出各物理量（速度、密度、压强、声速、温度、几何厚度、光学厚度等）的径向分布，即盘的结构完全确定。这是迄今唯一的完整、定量的吸积盘模型。

第二，也是更重要的，从观测上讲，激变变星是研究吸积盘的最佳天体系统。这是由于这些系统的下列特征：（1）白矮星和伴星都较小较暗，盘的辐射是主要的，甚至能对盘的各部分分别

观测；(2) 物理过程的时间尺度在秒（白矮星自身的振动）到月（矮新星爆发周期）之间，易于作多波段同时观测；(3) 爆发现象既显著又常见，甚至可以成为业余天文爱好者的观察目标；(4) 吸积的白矮星不是强 X 射线源，盘外区吸收内区的高能辐射而再发射的过程并不重要（对 neutron 星和黑洞则可能重要），即盘的各部分都基本上独立地产生辐射。

证实这些系统中吸积盘的存在，同时也为理论研究提出了新问题的观测事实是

(1) 由于来自伴星的物质流的剧烈撞击，在盘的外缘形成热斑，其亮度甚至可以超过盘的主体部分。对于那些热斑能被伴星掩食的系统，可以得到热斑的周期光度曲线。但是，热斑形成的物理机制尚不清楚，因而也就不知道为什么这种现象只在一部分激变变星中出现。

(2) 对于那些没有热斑但也有掩食的系统，不同波段的辐射被掩食的情形是不同的：短波食深而时间短，长波食浅而时间长。这正符合盘的辐射分布：短波来自内区而长波来自外区。

(3) 由对矮新星 Z Cha 掩食过程的精细观测定出的表面亮度分布进一步证实了盘状物的存在。盘表面温度随 $R^{-3/4}$ 变化，与经典薄盘模型精确相符。

(4) 由经典薄盘模型还得出，作黑体辐射的盘的能流密度与频率的立方根成正比。这种特征谱已在 VW Hyi 等几个矮新星中被观测到。但是大多数激变变星的辐射谱并非如此，原因何在？

(5) 矮新星的周期性爆发可用盘中吸积率的变化来很好地解释。至于吸积率变化的原因则无定论，或者可追溯到伴星物质转移速率的变化，或者被归之于盘中的不稳定过程。两种模型各有短长，但后者似乎略占上风。盘的不稳定性，包括热不稳定性、粘滞不稳定性、动力学不稳定性、潮汐不稳定性等等，问题十分复杂。

(6) 发射线（主要是氢、氦线）有双峰结构和延展线翼。在

有掩食的情况，能看到红移峰和蓝移峰的交替消失和重现。这是盘（外区）物质圆运动的有力证据。

(7) 激变变星的线谱（包括发射线和吸收线）的基本特征可以由有大气（尤其是加上了冕结构的大气）的盘模型来初步拟合。不过总的说来线辐射的产生机制还是很不清楚的问题，产生的区域也有盘本身（外区）、盘大气、盘附近物质等多种可能。

2.3 磁化白矮星和中子星的吸积柱

经典薄盘模型的另一个前提假设是中心天体不具有（或仅有很弱的）宏观磁场（吸积物质可以带有微观的杂乱磁场）。这对黑洞而言总是成立的。对白矮星和中子星，如果这个假设也成立，吸积盘就能直接延伸到星体表面。但是实际上它们都常有很强的偶极磁场。白矮星表面的磁场强度可达 10^3T ，中子星的更高到可达 10^8T 。这时经典薄盘的图象就会大为改观。

吸积流与磁场的相互作用是极其复杂的问题，判别磁场影响的重要程度的基本概念是 Alfvén 半径，即磁场开始控制吸积流运动的位置，如果吸积流在远离中心星体的地方是近似球对称的，Alfvén 半径应是磁压开始超过吸积物质自身压强的地方，如果在较远处吸积盘已经形成，该半径就应更准确地定义为磁场作用在盘上的力矩与盘中粘滞力矩相等的地方，在该半径以内，吸积物质（等离子体）会被迫偏转，沿磁力线运动，最后落到星体的两个磁极上。这样一对在致密星磁极附近形成的圆柱状吸积通道，就叫做吸积柱。

按照 Alfvén 半径的大小，可以区分出三种情形。第一种是，该半径约等于或大于两子星之间的距离。也就是说，吸积物质一离开伴星表面就被磁场支配，只有吸积柱，而根本没有吸积盘形成。AM Her 型星是这种吸积模式的典型，其中的吸积星是磁场特别强的白矮星，对于中子星，这种极端情形理论上也可能出现，但实际上难以观测到，这是因为，中子星的磁场虽然比白矮星强，半径却小，磁矩（磁场强度与半径立方的乘积）也小。要使 Alfvén

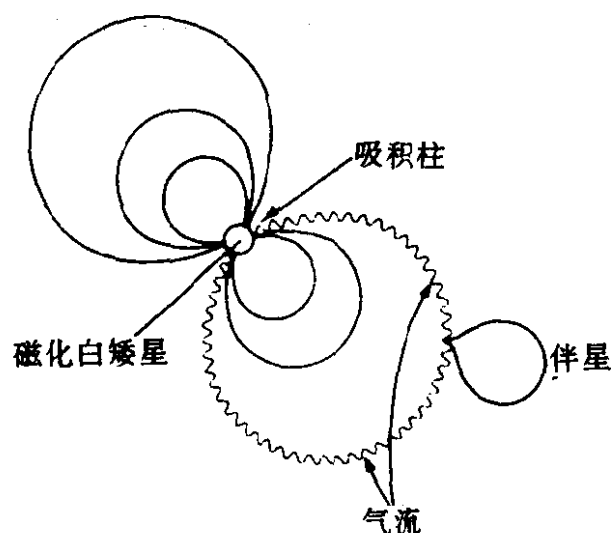


图 22.2 AM Her 型星结构示意图

取自 Frank J et al. Accretion Power in

Astrophysics, Cambridge Univ. Press (1985)

半径很大，只有吸积物质压强或盘中粘滞力矩很小，也就意味着吸积率很小，相应的辐射光度低于 10^{23}J/s 。第二种情形是 Alfvén 半径并没有 AM Her 型星中那么大，但大于吸积星的半径，这时会是吸积盘与吸积柱共存。由于中子星半径小，这种情形应是常见的。对于白矮星，在周期较长即子星间距离较大的双星系统中吸积盘也可形成。第三种就是磁场很弱的情形（对白矮星磁场在 11^4T 以下，对中子星在 10^5T 以下），Alfvén 半径小于吸积星半径，吸积柱就不会出现，只有吸积盘。

吸积柱所造成的一个直接观测效应，就是 X 射线脉冲现象。吸积物质的总光度尤其是 X 射线辐射主要是来自靠近中心星的区域，而现在也就是从一对狭长的吸积柱中发出。吸积柱随中心星自转，远处接收到的 X 射线流量就呈现周期性脉冲式变化。脉冲周期也就是中心星自转周期。

总的说来，现在对吸积柱（尤其是中子星的）还知之甚少。例如，吸积柱截面积有多大？是实心的还是空心的？是不是稳定？柱

内物质是如何运动的？激波似在所不免，但如何形成（碰撞激波还是无碰撞激波）？主要的辐射机制是什么？如此等等，都还在探索之中。

2.4 X 射线双星中的黑洞

黑洞的证认是一个有重大理论意义的课题。按照质量大小，黑洞可分为三类：巨型黑洞，质量为 $10^6 \sim 10^{10} M_{\odot}$ ；恒星级黑洞，质量几倍或几十倍于太阳；原初黑洞，典型质量和尺度分别为 10^{15}g 和 10^{-13}cm 。这第三类黑洞，可能形成于宇宙大爆炸的早期，现在还没有任何手段去探测。巨型黑洞可能普遍地存在于星系核中，将在下节讲述。而对恒星级黑洞，迄今唯一的途径是到有吸积过程的双星系统中去寻找。

双星中作为吸积子星的黑洞应是很强的 X 射线源。但是这个判据并不充分。黑洞在这里遇上了一个劲敌，就是中子星。吸积的中子星同样可以是强 X 射线源（白矮星和正常恒星都无此能力）。所以，如何探测恒星级黑洞的问题，实际上就成了如何区分黑洞和中子星的问题。

初看起来这种区分是很简单明确的，中子星的质量有上限，约为 $3M_{\odot}$ ，而黑洞的质量没有上限。所以，如果能够定出一个 X 射线源的质量大于 $3M_{\odot}$ ，则这个源就必是黑洞无疑了。这是一个充分的判据，不过不是必要的，因为黑洞质量当然也可以小于 $3M_{\odot}$ 。

测定双星中 X 射线源的质量必须借助于伴星。必须获得关于伴星的完整而精确的资料，包括视星等、距离、光谱型、公转周期、视向速度变化情况、对 X 射线源是否有掩食等，于是就能由 Kepler 第三定律来计算 X 射线源的质量。CygX-1 是按照这个方法于 1972 年定出的第一个也是最可靠的一个黑洞，因为即使按照最保守的计算，其质量也在 $4M_{\odot}$ 以上（也有人提出这质量可能是由两个中子星分担的，或者是一个中子星周围有一个质量很大的吸积盘。应当说这样的争辩就显得牵强了）。前几年又另有三个源，即 LMCX-1、LMCX-3 和 A0620—00，质量也被测定远在 $3M_{\odot}$ 以

上. 这就是求索黑洞 20 余年所取得的全部成果.

如此看来, 这第二个判据, 虽然很有效, 应用起来却很受限制. 原因是伴星资料在绝大多数情况下很难充分地获得, X 射线源质量的确定就远非易事. 那么是否还有别的办法呢? 从物理上进一步考虑, 黑洞与中子星的区别并不只是在质量上, 中子星有一个固体表面, 吸积物质将停留在那里. 而黑洞却没有这样一个表面, 物质将落入视界而被吞没. 这一基本差异, 必然会表现在两者的 X 射线辐射上, 这就是正在探讨而尚无定论的关于黑洞证认的第三个判据, 即 X 射线辐射的精细特征.

沿此思路, 立即可以看出, X 射线脉冲和爆发这两种现象, 应是中子星所具有而黑洞所没有的, 因为脉冲是吸积柱随中子星自转的结果, X 爆 (更准确地说是 I 型爆) 是吸积物质在中子星表面堆积导致热核反应的结果. 上述四个黑洞 X 射线源, 的确从未见这两种现象. 但是这两条都是负面判据, 而现在需要的恰恰是正面判据, 即那些黑洞应有而中子星没有的特征.

已有人注意到, 中子星和黑洞的 X 射线谱是不同的, 明显的一点是, 前者较硬而后者较软. 那些脉冲源都有很强的硬成分, 而几个已知的黑洞源软成分都很突出 (这里所谓软硬, 大致以 1keV 为界). 事实上, A0620—00 就是首先由于其软 X 辐射很强而被注意, 再通过伴星测算其质量, 从而得到证认的. 对这一区别的物理原因可作如下粗略解释: 中子星与黑洞的引力场强度不相上下, 吸积物质释放的总引力势能相等, 按照 Virial 定理, 其中一半转化成吸积盘的辐射, 另一半则成为物质的功能. 这份动能会在物质撞击并停止在中子星表面上时又会转变成热能, 而在黑洞的情况, 则被物质携带着落入视界. 所以, 中子星的吸积物质最终具有较高的温度, 从而发出较硬的 X 射线, 而黑洞的 X 射线就比较软. 目前另有十个左右 X 射线源因其辐射谱特征而被认为很可能是黑洞.

作为本节的小结, 将含有致密吸积星的双星系统分类情况列于表 2. 限于篇幅, 其中有些类型未能在这里讲述.

表 2 含致密吸积星的双星系统分类

伴星 \ 致密星		白矮星		中子星		黑洞
		弱磁场	强磁场	弱磁场	强磁场	
早型 高质量	O、B 超巨星： 星风 Roche 瓣流？ 盘？	未见		高质量 X 射线双星 无脉冲 快脉冲， 有柱		CygX-1 LMCX-3 LMCX-1
	Be 星： 星风 偏心轨道？ 无盘？			无脉冲 慢脉冲， 仅有柱		
晚型 低质量 ($\leq 2M_{\odot}$)	Roche 瓣流 盘 (AM Her 型 除外)	激变变量		低质量 X 射线双星		A0620—00
		新星 矮新星 类新星	AM Her 型： 柱，无盘 DQ Her 型： 柱+盘	X 爆 星系核球源 球状星团 源？	HerX-1 等三个： 有柱， 脉冲	

3. 活动星系核中的吸积

3.1 巨型黑洞存在的证据

星系核中的巨型黑洞，其证认情况与恒星级黑洞恰恰相反。候选者成千上万，而直接的观测证据（即象测算双星中 X 射线源质量那样水平的证据）却还没有，这是由于观测手段的限制。一个质量为 $10^8 M_{\odot}$ 的黑洞，其引力半径为 10^{-5}pc 量级，即使放在大麦哲伦云中（距离约 50kpc），其张角也不到 10^{-6} 角秒。而 VLBI 的分辨率也还不到 10^{-4} 角秒。所以在可预见的将来，恐怕是没有任何望远镜能够分辨出这些黑洞的。黑洞吸积盘的尺度也不过数百或数千倍于其引力半径，而且辐射也不在射电段，故亦非现有观测能力所及。然而，关于巨型黑洞存在的间接证据是多而有力的。

大质量 有若干种方法可估计活动星系核中心集聚的质量。比如，许多河外射电源具有所谓双子源结构：中心母体辐射暗弱，

两侧各有一个巨大的、向外移动的射电云块，很可能是核心爆发和喷射造成的（见下节）。以 Cyg A 为例，两子源相距约 80kpc，分离速度为 10^3km/s 量级，故整个系统年龄 $T \sim 4 \times 10^7$ 年。系统的光度 $L \sim 10^{39}\text{J/s}$ ，取释能效率 $\eta = 0.1$ ，则核心已集聚质量 $M = LT/\eta c^2 \sim 10^8 M_\odot$ 。又如，宽线区物质运动速度高达 10^4km/s ，然而一定仍小于逃逸速度，再知道了这个区的半径（如由光变资料得到），就可推出中心质量（下限）了。总之，用各种方法估计的结果，各类星系核的质量在 $10^6 \sim 10^{10} M_\odot$ 的范围。

小尺度 对星系核心尺度（上限）的最好推测是由光变来作出的。除非有很特别的几何构形或光源的相对论性运动，光变区域尺度 D 与光变时间 ∇t 应有关系

$$D \leq c \Delta t \quad (8)$$

当然， D 还应有一个绝对下限， $D \geq 2r_g$ （ r_g 是黑洞引力半径）。BL Lac 天体有约 11min 的光变，对应区域已小到 $M \sim 10^8 M_\odot$ 黑洞的引力半径。迄今报道的最快光变是 I 型 Seyfert 星系 NGC6814 短于 10s 的 X 射线光变，对应区域为 $M \leq 10^6 M_\odot$ 黑洞的引力半径。一般说来，各类活动星系核的光变时标大致与其光度成正比。

高释能效率 活动星系核的巨大辐射能量不可能是来自热核反应，而很可能是由于致密天体吸积过程中引力能的释放，已如前述，而且这里不同于双星的情况，单个中子星的可能性已被绝对排除。

喷流 活动星系喷流的空间取向可在 10^7 年以上时间内保持不变。对此最自然的解释是，这个方向正是一个转动黑洞的轴向。喷流的高到接近光速的速度（见下节）也表明星系核心极深势阱的存在，再次意味着巨大质量的高度集中。

演化 各种非巨型黑洞模型都有明显缺陷。例如，认为星系核心是一个转动的巨大质量恒星，那么就应有某些与转动相联系的周期性现象，然而从未观测到。又如，那里是一群中子星或恒星级黑洞，然而这很难解释一致性的光变。反驳这些模型同时也

是支持巨型黑洞的最理论性的证据是，稳定性分析和数值模拟都表明，超重恒星或一群致密星的状态都是不稳定的，即使出现，也必然迅速演化成一个黑洞。

恒星动力学 黑洞也很可能普遍存在于正常星系的核心。核是否活动，取决于吸积是否在进行。但无论如何，星系中恒星的分布和运动，必然都会受黑洞引力的影响。迄今已有 5 个距离较近的星系，对它们表面亮度和恒星速度分布的精确观测表明，核心确乎有点状大质量存在。没有任何其他模型能够拟合观测结果。这 5 个星系及其中黑洞的质量分别是：M31，不活动旋涡星系， $5 \times 10^7 M_{\odot}$ ；M32，不活动椭圆星系， $8 \times 10^6 M_{\odot}$ ；NGC3115，不活动透镜型星系， $\sim 10^9 M_{\odot}$ ；NGC4594，中等活动星系， $\sim 10^9 M_{\odot}$ ；M87，活动椭圆星系， $\sim 10^9 M_{\odot}$ 。另外，红外和射电观测也支持银河系中心一个 $5 \times 10^6 M_{\odot}$ 质量黑洞的存在。这些黑洞的证据应该说是比较直接的了。

3.2 吸积的发生与维持

活动星系核中吸积过程的研究比双星的情况要困难得多。从观测上讲，如前所述，双星尤其是激变变星中的吸积盘已有丰富而精确的观测资料，而活动星系核中吸积盘的存在还不能证实。从理论上讲，双星中的吸积盘可以几乎延伸到吸积星的 Roche 瓣，盘与整个双星系统的尺度是同量级的。活动星系核的情况则大不然，其中吸积盘的尺度估计是 $10^{-2} \sim 10^{-3} \text{ pc}$ （对 $10^8 M_{\odot}$ 质量的黑洞），而星系尺度是 10^4 pc 量级。星系中的物质如何丢失掉自己绝大部分角动量，从而跨越六、七个量级的空间距离而落到吸积盘上？星系核活动的时间尺度在 10^8 年上下，按每年大约 $1 M_{\odot}$ 的吸积率，星系中的气体原料倒是足够，但又如何在这样长的时间上持续不断地供给？更进一步，原初星系作为一个自引力系统，导致核心黑洞形成的最初坍缩又是如何发生的？这一关于星系核中吸积过程发生与维持的问题，是处于当前探索前沿的关键性难题。

也许可以设想，吸积过程并不需要涉及整个星系，而是只由

核心区域供给原料。例如，核心区的恒星在经过黑洞附近时，被强大的潮汐力粉碎。这个图象很简明，却有不少缺陷。首先，这种情况只有对质量不很大的黑洞才会发生。当黑洞质量超过 $3 \times 10^8 M_{\odot}$ 时，潮汐作用半径已小于引力半径，恒星就不是被粉碎而是被整个地吞食，因而不会有能量的释放。所以，这种机制所能实现的最高光度（即 $3 \times 10^8 M_{\odot}$ 质量的天体对应的 Eddington 光度）约是 $10^{39.5} \text{ J/s}$ ，而最明亮的类星体光度可达 10^{41} J/s 。其次，也是更困难的，黑洞近处的恒星被迅速粉碎了，较远处的恒星如何落入潮汐作用范围？如果大量恒星一开始就都聚集在这个范围内，恒星间的碰撞碎裂就会超过潮汐作用。最后，如果再苛求一点的话，这个模型必须预先假定黑洞的存在，而不能说明黑洞本身是如何形成的。

那么，也许可以就假定星系核心区域确有一个致密星团，吸积原料是来自恒星碰撞的碎片或者星风。黑洞本身也是星团演化导致中心部分坍缩的产物，计算表明，为产生类星体的光度，星团总质量必须在 $10^9 M_{\odot}$ 以上，总体积则在 1 pc^3 以下，尽管这种致密星团存在的可能性在物理上不能排除，但却没有任何观测证据。这个模型的主要弱点也在于预先假定了需要的东西。致密星团可能是由角动量大得多的物质形成的，角动量转移的问题仍被回避了。

所以，只局限于星系核心区域来考虑吸积过程是不大可能解决问题的。必须把核心区同整个星系联系起来，必须找到一种或一些有效的机制，提供大尺度上起作用的力矩，给星系引力场造成非轴对称的扰动，从而导致星系物质角动量的重新分布。许多种可能性已经被提出来，包括星系之间的潮汐作用、棒形和卵形畸变、密度波、较差进动等。数字计算表明，这些机制能使星系中气体下落到 $\sim 1 \text{ kpc}$ 的尺度。这当然还不够，必须有第二级机制来继续转移角动量，这很可能是气体中的各种不稳定过程。这些过程造成气体的下落和密集，从而导致恒星形成速率的暴发式增

长，即所谓星暴，并进而形成致密星团。人们相对较熟悉的气体中的粘滞过程，在 $10\sim 100\text{pc}$ 以下的尺度，即气体相当稠密时，才会起动，成为转移角动量的有效机制。

作为问题的第三个空间层次，星系核中的吸积原料也可能来自星系以外。例如，星系际气体落入星系，曾作为卫星系统绕转的矮星系整个地落入主星系，以及质量相当的两个星系的合并等。这些原料都会带有可观的角动量，因而将首先停留在星系尺度上，有

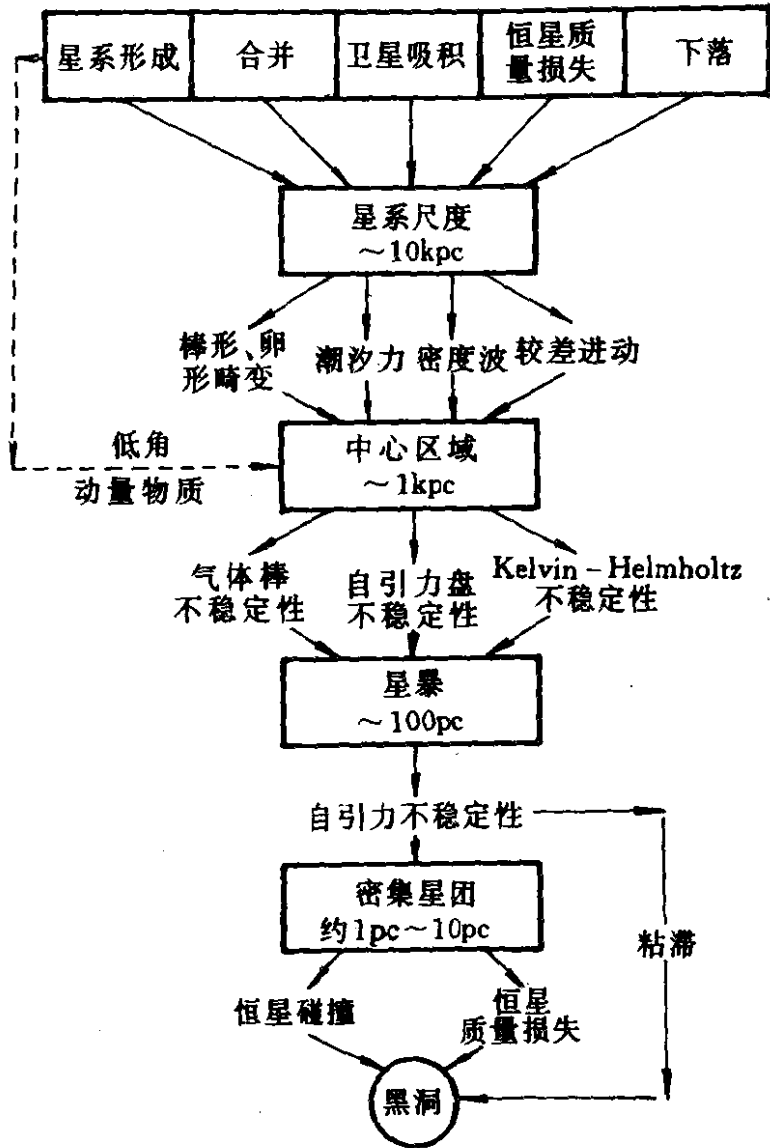


图 22.3 星系活动过程的总构想

取自 Hernquist, L. Annals of the New York
Academy of Sciences, 571 (1989), 190.

待于各种角动量转移机制的作用。

综上所述，对于星系核中的吸积过程，没有一种机制能够单独地做到既提供吸积原料又转移掉原料的几乎全部角动量。星系核活动的引发和维持，是一个庞大而复杂的综合工程。最小尺度上的核活动（包括黑洞的形成），很可能要联系到最大尺度即星系以外。各种不同的机制分别在不同的尺度上发挥作用，如同传递接力棒。整个的情形如图 22.3 所示。与双星情况不同的是，这里几乎还没有什么解析表达式。总的构想靠的是物理概念，而其中每一步细节的验证都依赖于大型计算机的数值模拟。

3.3 厚盘和磁化盘

几何薄是经典模型为简化问题而作的一个假定。没有理由认定实际的吸积盘必然如此。事实上，至少有两种情况会使这个假定失效。其一，当吸积率很大因而辐射光度很高时，强大的辐射压会使一个薄盘的内区（那里辐射温度最高）在垂直方向上膨胀。这种厚盘就叫辐射压厚盘。其二，如果盘中出现了热不稳定过程（同样最可能发生在薄盘内区），散热机制（主要是辐射）效率太低，粘滞产生的热量越来越多地堆积在盘内。于是离子温度越来越高（电子总比较容易通过辐射和 Compton 过程而降低自己的温度），离子压强使盘变厚。这就是离子压厚盘。与辐射压厚盘相反，这种盘的辐射光度所引起的吸积率是极低的。

厚盘的构造要比薄盘复杂得多。薄盘模型中的所有问题都依然存在，尤其是关于角动量转移机制。此外又出现了许多新的困难。由于厚盘的垂直方向和径向尺度相当，压强、温度在这两个方向上的梯度也就相当，盘在这两个方向上的结构就不再可能分开来处理；由于在径向上除了引力和离心力外还应考虑压力，物质不再作 Kepler 转动；由于热量不再只沿垂直方向传到盘表面散发而是还有同样重要的径向热流，局域热平衡不再存在，而只能有盘整体的能量守恒。如此等等，使得厚盘结构方程必然是繁难的微分积分方程，迄今还没有一个完整自洽的解，即一个经典薄盘模型水平的厚盘模型。

另外，厚盘也不应再用牛顿理论，而应该用广义相对论来处理。这是因为，两种厚盘都很可能是形成于薄盘的内区，即前提是盘能向内充分延伸，中心天体就必须高度致密，只能是中子星或黑洞。而中子星又常有很强的磁场，使得盘结构被破坏，而代之以吸积柱。所以厚盘很可能是黑洞特有的吸积模式，因而就应当是相对论的。

鉴于问题的困难，现有的做法多是暂且避开盘的内部结构，着重研究盘表面的几何形状和辐射特征。代价则是必须作出一些新的假定，比如预设一个盘面物质的角动量分布。幸运的是，居然取得了不少有意义的理论成果，比较突出的是以下三点。

一是运用广义相对论证明了厚盘尖点 (cusp) 的存在 (如图 22.4)。尖点的作用很象双星 Roche 瓣的连接点 (参见图 22.1)，吸

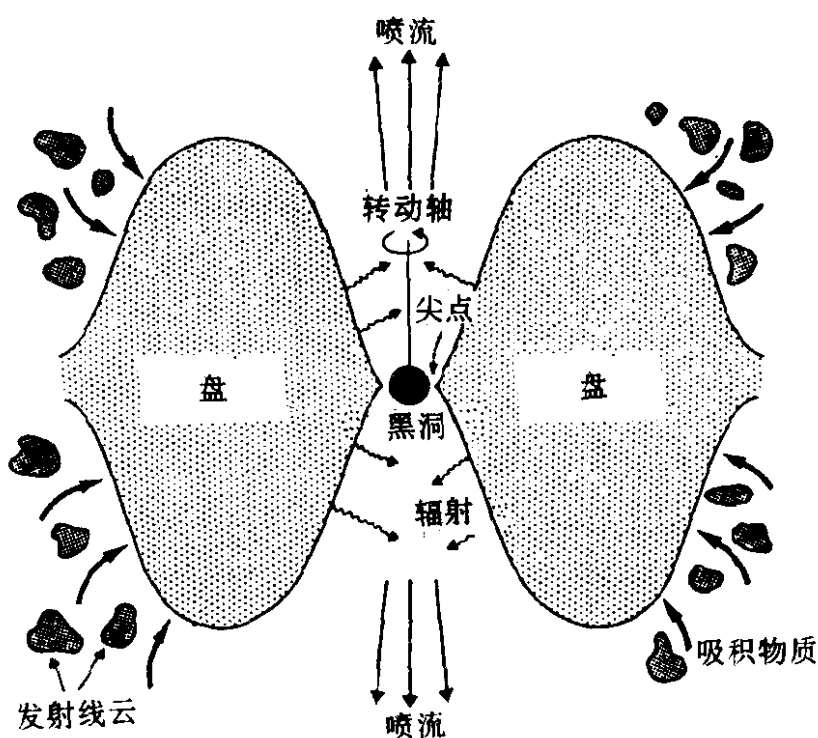


图 22.4 辐射压厚盘

取自 Luminet J. P, Black Holes,
Cambridge Univ. Press (1992)

积物质正是通过尖点附近流入黑洞的。但是 Roche 瓣是两个字星

力势的联合产物，而现在只有一个黑洞。尖点不存在于牛顿理论，它完全是一种广义相对论的效应。显然，尖点才应是厚盘的内边界，其位置是在粒子围绕黑洞运动的最后稳定圆轨道 r_{ms} 与最后束缚圆轨道 r_{mb} 之间。

二是揭示了厚盘（当然是辐射压厚盘）实现超 Eddington 光度的可能性。Eddington 光度 $(=1.3 \times 10^{31} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{J/s})$ 是一个定常态、球对称物体辐射的最大可能光度，其依据是物体中辐射压力的最大允许值是与引力相等。超过此限度，辐射压就会使物体粉碎。但是球对称这一前提在盘的情况是不成立的。即使仅限于考虑盘中物质的转动，也多出了一个惯性离心力。辐射压力就应是和引力和离心力的合力相平衡。对于较差转动的厚盘，这个合力大于引力（这是薄盘做不到的）。于是辐射压力的允许值就大于球对称的情况，这就是超 Eddington 辐射。

三是提供了一种很自然的产生喷流的机制。厚盘有一对沿转动轴延伸的狭长漏斗状空洞（如图 22.4），其成因不难理解：只有角动量为零的物质才能沿轴线运动，任何转动的物质都会被惯性离心力推开，那些已被吸积到尖点附近因而角动量消耗殆尽的物质，如果受到某种有效的向外推动的力，就会沿“漏斗”喷出，并被盘壁约束而实现准直。这就是喷流，下节将集中讲述。

在取得这些成果的同时，也发现了厚盘的一些比较严重的问题。一是稳定性问题，厚盘可能有一种薄盘所没有的不稳定性，即所谓 PP 不稳定性。已经证明，单纯转动的厚盘对于一个非轴对称的扰动是不稳定的，它会在动力学时间（即转动时间）尺度上瓦解。当然，这种盘不是吸积盘，已有研究显示，加入吸积过程有希望把厚盘稳定下来。但整个说来对这个问题的认识还很不清楚，大量的解析和数值模拟工作仍在进行。二是所谓“死”质量问题。厚盘内边界由经典薄盘模型所假定的 r_{ms} 向内延伸的一个不利后果，是降低了吸积物质释放引力能的效率 η 。如果内边界在 r_{ms} ，则

η 为 0.06 (对不转黑洞), 如果在 r_{mb} , 则 η 为零. 所以, 辐射压厚盘要产生高光度, 就必须有极大的吸积率. 这不但使吸积原料供给问题变得更严重, 而且必然导致星系核心巨大的质量积累, 即使核活动停止了, 这些“死”质量仍存在. 然而, 由其他各种方法估计的活动星系核质量远没有那么大, 已知的正常星系核心的质量还要更小.

经典薄盘和辐射压厚盘, 都是由等离子体组成的纯流体盘, 即不考虑磁场 (宏观磁场) 的作用. 然而, 偏振观测支持活动星系核中磁场的存在, 用于解释连续谱的一些辐射机制 (如同步自 Compton 辐射机制等) 也要求黑洞附近有 $10^{-2} \sim 10^0 \text{T}$ 的磁场. 黑洞并不具有内禀磁场. 磁场是由吸积物质带来的, 在远离黑洞的地方是紊乱的, 但在转动黑洞附近会被清理而变成有序. 离子压厚盘光度极低, 初看似乎没有什么实际意义, 但当其中心是一个沉浸在有序磁场中的转动黑洞时, 就会有一种称为电磁 Penrose 过程的巧妙机制来提取黑洞的转动能, 用于加速较远处的粒子, 形成喷流.

电磁过程也可以直接提取吸积盘中物质的能量和角动量. 由于盘的较差转动, 吸积物质所携磁场的垂直方向分量被放大 (即所谓发电机机制), 由此形成的有序磁场会对盘物质产生两种作用. 一是施加一个外力矩来提取物质的角动量, 从而造成物质的内移. 这样一来, 粘滞力矩不再必要, 盘的内部结构也不再重要了. 二是迫使部分物质沿磁力线运动 (与吸积柱的情形有些类似), 物质被加速的同时也被约束成狭长形状, 形成喷流. 于是厚盘约束喷流的优越几何形状不再必要, 磁化盘可以仍是薄盘.

3.4 盘的辐射

活动星系核中吸积盘的作用主要是两个. 一是产生连续辐射, 其中一部分直接传播出来, 另一部分则成为次级辐射的能源, 如加热周围的尘埃使之再发射, 使盘外区物质或更远处的气体云电离然后产生线发射. 另一个作用就是形成喷流.

然而，与双星的情况不同，这里的吸积盘的存在还几乎没有什么确定的观测证据。不少明亮类

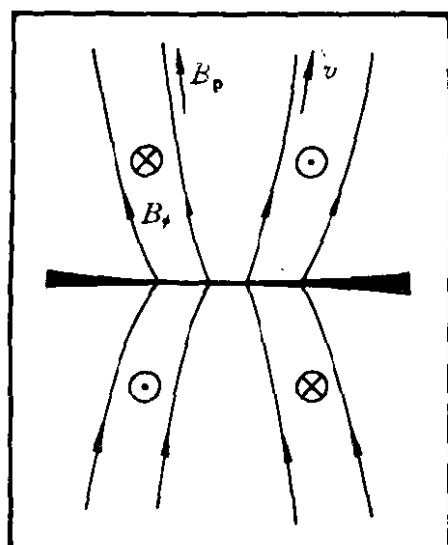


图 22.5 磁化薄盘

取自 Blandford, R. D., in *Active Galactic Nuclei*, eds. T. J. L. Courvoisier & M. Mayor, Springer-Verlag (1990)

星体的辐射看来是接近或超过 Eddington 限度的(如果对其中黑洞的质量估计正确的话),应当是对辐射压厚盘的支持(顺便指出,SS433 以其超 Eddington 辐射和相对论性喷流两大特征而成为迄今所知河内唯一可能有辐射压厚盘的天体).有几个活动星系的发射线呈现双峰结构,可能是由于吸积物质的圆运动,但也可能是由于核中有双黑洞(果真如此,也是黑洞存在的证据).

类星体和 Seyfert 1 连续谱的光学和紫外段 ($1\,000\sim6\,000\text{ \AA}$),尤其是紫外超即所谓大蓝包,可以

用吸积盘模型来很好地拟合.这被作为吸积盘存在的主要证据,然而不确定性也甚多.第一,可调参数太多,转与不转的黑洞,薄盘与厚盘,都可以拟合观测谱.甚至不一定要一个盘,只要是到达了足够深的势阱(数倍于黑洞引力半径处),并具有足够大光深的物质所发出的辐射即可,因为仅由能量守恒就可得出这些物质的黑体辐射温度是

$$T \approx 1.4 \times 10^5 \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right)^{-1/4} \left(\frac{L}{L_E} \right)^{1/4} \text{ K} \quad (9)$$

式中 L_E 是 Eddington 光度,可见辐射峰值就在紫外段.第二,现有计算的前提是把紫外超看作非热幂律连续谱背景上的超出.但是最近对红外波段的观测研究表明,大多数活动星系核(即除去 Blazar 以外)的红外辐射很可能是尘埃的热辐射.红外和紫外的热辐射一起,已可强到成为星系核总辐射的主体.所以,非热辐

射并不构成背景。然而，另一方面，观测的 X 射线辐射又远高于热辐射盘的理论值，所以又需要一个独立的很可能是非热的 X 射线成分。第三，即使在光学—紫外波段，吸积盘模型与观测结果之间也有不少不符之处：模型预期的 Lyman 跳跃并未见到；偏振的观测值比理论值小得多；按模型应有的紫外（产生于盘内区）与光学（盘外区）光变之间的时间差也并不出现。

不过，所有这些并不意味着吸积盘理论框架的失败，而只是说明计算时采用的具体模型过于简单。以下是对盘模型作改进时必须考虑的因素：

盘面的再辐射 盘外区吸收内区辐射后产生的再辐射可能远超过外区自身的辐射。

大气 盘面可能并非黑体而更象早型恒星的大气，但盘面的引力比恒星大气的小，电子散射可能起支配作用。

色球和冕 盘也可能象太阳那样有色球和冕，盘物质所释放引力能的绝大部分可能是通过这种形式的不稳定过程散发出去的。

Faraday 旋转 盘可能是很厚的，或者盘面是高度折皱的，于是 Faraday 旋转会对连续辐射退偏振。

相对论效应 对于盘最内区的辐射，狭义相对论的 Doppler 频移和广义相对论的引力红移可能都是重要的。黑洞对光子的捕获也需考虑。

不稳定性 各种类型的不稳定性（热不稳定性、粘滞不稳定性、动力学不稳定性等）可能是改变定常态模型的最重要因素。

盘的倾角 除以上物理因素外，盘面相对观测者视线的取向这一几何因素对观测谱的影响也很大。它可以使对中心黑洞质量和吸积率的估算相差 10 倍。困难在于没有一种独立地确定盘倾角的办法。

本节最后需要补充的一点是，鉴于吸积盘模型的种种不足和疑难，活动星系核中球对称吸积的可能性是不能排除的。这种吸

积模式固然难以与喷流相协调，但喷流并不是在所有活动星核中都可见到。

4. 活动星系核的喷流

4.1 基本观测特征

活动星系核结构中现在能直接分辨的部分只有窄线区和喷流。所以与吸积盘不同，对喷流已有大量的直接观测资料。

1953 年发现了第一个河外射电源即 CygA 的双子源结构。后继的观测表明这种结构是延展射电源的普遍现象。但在 VLA 问世之前，没有任何关于射电瓣与母体星系之间物理联系的证据。70 年代末建立的 VLA 清楚地显示了连接这两者的细长物质条，即喷流（当然，在此之前，M87、3C273 等个别源的光学喷流已被看到）。VLBI 发现的视超光速现象进一步提供了喷流物质高速运动的有力证据。VLBI 还揭示出喷流在致密射电源中的普遍存在。

延展与致密射电源是一种历史上的划分。大致说来，前者的角径大于 1 角秒，对应的线尺度在 kpc 以上；后者的角径则小得多，线尺度小到 1pc 以下。两者的辐射谱都是幂律，前者的较陡（谱指数 α 为 0.5~1），后者的较平（ α 为 0~0.5）。但现在看来，这两者的物理实质很可能是同一的，因为进一步的观测表明所有延展源的中心母体原来也是一个致密源，只是相对较弱；另一方面，大多数致密源周围也显露出暗弱的晕，可能是延展源取向与视向夹角较小时的形态。

延展源又按其射电瓣外边缘是昏暗还是明亮而分成两类，分别称为 FR1 和 FR2。后者辐射较强（ $\geq 10^{35}$ J/s），有线偏振，电矢量与喷流方向垂直，用同步辐射机制来解释，表明磁场方向是沿着喷流的。它们通常只呈现单侧喷流（尽管射电瓣也是两个），或者两侧喷流亮度相差很大，喷流长度（注意是投影长度）典型值在 100~300kpc。FR1 则辐射功率较低（ $\leq 10^{35}$ J/s），有平行的线偏振，意味着磁场与喷流方向垂直，常有两股反向的亮度大致对

称的喷流. 长度可大到 1Mpc. 大多数延展源的母体是椭圆星系, 小部分则被证认为类星体.

致密源也有几种不同形态. 一种叫核-喷流源, 即有一个平谱 ($\alpha \sim 0$) 核和单侧的、谱较陡的喷流. 视超光速运动多见于这类喷流. 另一种是致密双源, 即有两个辐射强度相当的成分. 还有一种称为陡谱致密源, 即其谱型与延展源相似. 大多数致密源被证认为类星体, 一小部分是 BL Lac 型天体 (对应母体是椭圆星系). BL Lac 型天体和光学剧变类星体 (OVV) 被统称为 Blazar, 因为它们都有快光变、高偏振的特征. 最新观测显示绝大多数致密源都在一定程度上是 Blazar.

不妨在这里就指出, 对这些看似纷繁的分类可以作出一个简单而统一的解释, 即都只是射电源轴向 (即喷流取向) 与观测者视向之间夹角不同所造成的观测效应. 这就是说, 所有射电源都有同一的结构: 一个核、一对喷流和一对瓣. 沿喷流方向运动的相对论电子发出的辐射在运动方向上集中成束. 于是, 致密源就是喷流与视线夹角很小的情况, 喷流的辐射被 Doppler 效应放大, 掩盖了核和瓣的辐射 (瓣的运动速度总是小得多的). 边缘明亮源该夹角较大, 喷流具有中等相对论性速度, 于是趋近的喷流就明显地亮于远去的那一支. 边缘昏暗源的喷流速度则是亚相对论的, 与视向夹角更大. 当夹角接近 $\pi/2$ 时, 两股喷流亮度最为对称.

4.2 传播过程

关于喷流传播的基本问题是准直机制, 即在长距离上维持喷流狭长形态的机制. 最简单的考虑是气体动力学的, 即把喷流看作一维、定常态、绝热的流体, 并且与周围介质处于压力平衡. 这时可以得出 (非相对论和相对论情况的结果相似), 喷流从静止加速到声速的过程中, 其截面积 A 是减小的. 对超声速喷流, A 随径向距离 r 增大. 若星系中气体介质压强变化是 $P \propto r^{-2}$, 则有 $A \propto r^{6/5}$, 故喷流的张角为 $A^{1/2} r^{-1} \propto r^{-2/5}$, 即随 r 变小. 所以超声速喷流可以由介质压强约束而保持准直.

但是，真实的喷流决不会遵守这些假定。喷流不会是一维运动，在横截方向会有速度剪切，也很可能有湍流和激波。喷流有辐射损失，也必然有内部耗散过程来导致相对论粒子加速。质量流也并不是守恒的，因为周围介质会渗入。这种渗入对低功率、边缘昏暗的源可能特别重要。这些源的喷流离开核区后，可能正是由于介质的渗入而减速。所以这些复杂因素的影响原则上都能通过数值模拟来显示。

然而，喷流传播过程中起最重要作用的很可能是磁场。喷流的同步辐射机制要求有磁场。对许多喷流的精细观测表明，其中的压强随径向距离的衰减比绝热、超声速、非相对论模型的理论值要慢得多。另一方面，星系中气体介质的压强看来远低于喷流的内压强。这些事实很可能意味着喷流中磁场的存在，而喷流物质（等离子体）正是被磁场约束而维持准直的。

4.3 致密射电源

早期模型假定致密射电源是含有相对论电子的均匀而缓慢地膨胀的球形结构。VLBI 直接显示出这些源并不均匀，而且是以相对论速度膨胀。由于现在还不能直接测定任何河外喷流的速度（唯一已被直接测定具有相对论速度喷流的天体是 SS433，由其谱线的红移和蓝移确定喷流速度约为 $0.26c$ ），喷流作相对论运动的主要证据是视超光速现象。按照狭义相对论，一个速度为 β （以光速 c 为单位）、运动方向与观测者视线夹角为 θ 的光源，被测量到的横向速度是

$$\beta_{\text{obs}} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (10)$$

这个速度在 $\theta = \cos^{-1} \beta$ 时达到极值 $\beta / (1 - \beta^2)^{1/2}$ ，当 $\beta > 1/\sqrt{2}$ 时该极值大于 1，即超光速。所以，视超光速的光源本身须以相对论速度运动。

喷流亮度的不对称性原则上可以用高速运动光源的 Doppler 效应来解释。一对本来辐射强度相同的喷流，趋近观测者的一支

被接收到的辐射流密度得到放大, 另一支则变暗, 甚至根本看不到. Blazar 很可能就是喷流接近于沿视线运动的极端情形. 这类天体的快光变现象也就是真实的光变时间被 Doppler 效应缩短了的缘故.

然而, 这个模型对于真实的喷流来说也是过于简单了, 因为它假定喷流速度的大小和方向都固定不变. 它与观测事实之间有许多不符是不奇怪的. 例如, 喷流在空中的取向应是随机的, 与视线夹角小于某一角度 θ 的概率就是 $(1 - \cos\theta)$. 那么, 对每一个视超光速 β_{obs} 的源, 就应有 $(\beta_{\text{obs}}^2 - 1) / 2$ 个相对应的源, 它们的核光度、红移与视超光速源大致相同, 而线尺度则大到 $[(1 + \beta_{\text{obs}}^2) / 2\beta_{\text{obs}}]$ 倍. 然而, 并没有观测到这样的对应源. 另外, 由这个模型得出的射电源计数与辐射流密度的关系也与观测结果不符. 一些源的光变按此模型所要求的 Doppler 因子也大得不合理. 这些问题也许可以通过具有更精细速度结构的喷流模型来解决. 另一条可能的出路则是考虑相对论性激波. 按照激波模型, 喷流物质运动速度并不很大, 但其中激波波前的速度是相对论性的. 视超光速现象由移动的激波造成, 而与辐射流体速度相联系的 Doppler 效应就不那么强了.

4.4 产生机制

最令人感兴趣也最难回答的问题是喷流如何产生, 即最初的加速和准直机制. 许多种模型已被提出, 但都遇到困难. 主要的挑战在于, 喷流在距星系核心不到 1pc 的地方已经实现高度准直, 而在这个阶段它们的内压强是很大的 (由射电辐射的同步机制来计算, 或由它们应输送的能量来考虑), 因而需要有强大的力量来约束. 前面所说的那种气体介质热压强约束的机制, 在这里看来并不适用. 因为按照气体压强随 r^2 反比变化的要求, 在 1pc 以内气体的密度和温度就非常之高, 以至于会发出极强的 X 射线辐射. 对于射电功率为 10^{38}J/s 的喷流, 周围热气体的 X 射线光度应有 $3 \times 10^{41}\text{J/s}$, 远远超过了观测值. 只有低功率 ($\leq 10^{36}\text{J/s}$) 喷流

才有可能由这种机制实现准直而不至于产生过多的 X 射线辐射。

更有吸引力的模型是借助于吸积盘。首先想到的是辐射压厚盘（如图 22.4）。它的一对“漏斗”通道能一举造就喷流的方向和准直，它的强大辐射压似也应能克服黑洞的引力而加速喷流。遗憾的是，经过定量计算，辐射压至多只能加速喷流到中等相对论速度（ $0.8c$ 上下），远小于视超光速值（可达 $10c$ ）的要求。另外，如前所述，这种厚盘还有动力学不稳定性 and “死”质量问题。退一步说，即使这种模型真能有效，它也只能适用于类星体和一部分 Seyfert 星系而肯定不适用于射电星系如 M87、CenA 等。这些星系也有强大的喷流，其核心也很可能有巨型黑洞，但核心辐射远低于 Eddington 光度。

经典薄盘模型的困难更大。它虽然没有厚盘那样的不稳定性，但其光度不超过 $0.3L_E$ ，所以更不足以加速喷流。但如果喷流物质不是质子-电子型而是正-负电子型等离子体（喷流物质的成分现在还不得而知），则薄盘的辐射压加速倒是可能的。另一个问题是薄盘没有约束功能，被加速流体的准直性将很差，准确地说所形成的并不是喷流而是风。

有鉴于此，磁化吸积盘产生喷流的模型近年来更受重视。磁化盘也有厚、薄两种。前者是离子压厚盘的改进，即用其“漏斗”而又在黑洞周围加上有序磁场。已经证明，这种转动黑洞的行为很象也在磁场中转动的导体，其表面（不是视界，而是紧靠视界的一个薄包层，被称为黑洞薄膜）也会产生感应电荷，从而建立感应电场。又由于吸积物质是高电导性的等离子体，就会出现无数直流电回路。黑洞就成了电路中的“电池”，其转动动能被不断提取出来，以 Poynting 能流的形式传送出去，加速较远处的粒子，形成喷流。这种精巧的机制被称为电磁 Penrose 过程，因为黑洞的转动能是由于电路中电荷不断进入和离开其能层而被提取出来的。这个过程的发现是 70 年代以来黑洞物理学最重要的理论成果。离子压厚盘的辐射极弱，所以这种产生喷流的机制最适宜

的应用对象是射电星系。

如果整个吸积盘都沉浸在宏观有序的磁场中，部分吸积物质也可能直接被磁场“提”出来。物质的转动动能和磁场能量转化为喷流的动能。磁场的 ϕ 分量则起“箍”住喷流使之准直的作用，气体介质的热压强和厚盘的“漏斗”都不再必要。所以这种盘可以是薄的（如图 22.5）。然而这个模型也有两个问题。一个是观测上的。由于磁场的 ϕ 分量随喷流宽度反比变化，而另一分量 B_p （即柱坐标中 R 与 z 分量的合量，这也是喷流速度方向）则随喷流宽度平方反比变化，故 B_p 终将成为主体。然而偏振观测从未反映出这种磁场分布。另一个是纯理论的。磁场约束的等离子体运动是很不稳定的，尤其是对于非轴对称扰动。因此，在对非轴对称磁流体运动的数值模拟实现之前，是不能判断这种磁流体喷流能否实际形成的。

4.5 关于活动星系核的统一模型

60 年代将活动星系核分为四大类：类星体、Seyfert 星系、射电星系、BL Lac 型天体。随着 70 年代以来观测的进展，分类越来越细。这几个经典大类各分出许多亚型，此外又发现了一些不属于这几大类的新类型，以至于大小类型的名称达数十个之多。与此同时，各种类型之间又出现了交迭和融合，分界线越来越模糊。这种局面启发人们，所有这些分类很可能都只是现象，而背后有着统一的物理过程。由于某几个基本物理参量的变化，才造成观测特征上形形色色的差别。80 年代中期开始出现了建立活动星系核统一模型的趋向。这是一个非常困难的目标，甚至可能是一个目前根本不具备条件去尝试的目标。系统地评述这个问题已超出本文的范围。之所以在这里予以简单介绍，是因为吸积与喷流对建立统一模型所起的举足轻重的作用。

借鉴恒星的情况是有益的。恒星已有很好的统一模型。基本参量是两个：质量和年龄。这两个量的变化，就表现为光度、有效温度等观测特征的差异，表现为主序前、主序、主序后的演化

序列。其他的内部因素，如化学成分、转动、磁场等，外部因素如伴星、质量吸积、星际红化等，或者影响恒星自身的物理过程，或者改变恒星的观测表现，它们都是重要的，但都只是次级参量。

星系的情况要困难得多。现在还根本不知道是否象恒星那样有一套结构和演化的方程组存在。但作为第一步，作为一种定性描述，活动星系核的基本参量和次级参量是什么？

主要是出于能源机制的考虑，活动星系核的统一模型看来应当建立在巨型黑洞吸积这个基本点上，尽管星系核中的黑洞和吸积盘都还没有被证实。其他的理论模型，或者有太严重的困难，或者理论本身还不完善，或者没有普适性，总之都不到能相提并论的水平。所以，黑洞质量 M 和吸积率 \dot{M} ，应当是两个基本参量。这就是所谓二维统一模型（如图 22.6，其中 \dot{M} 是实际吸积率与 Eddington 光度所对应的吸积率之比）。吸积率极大时的吸积模式

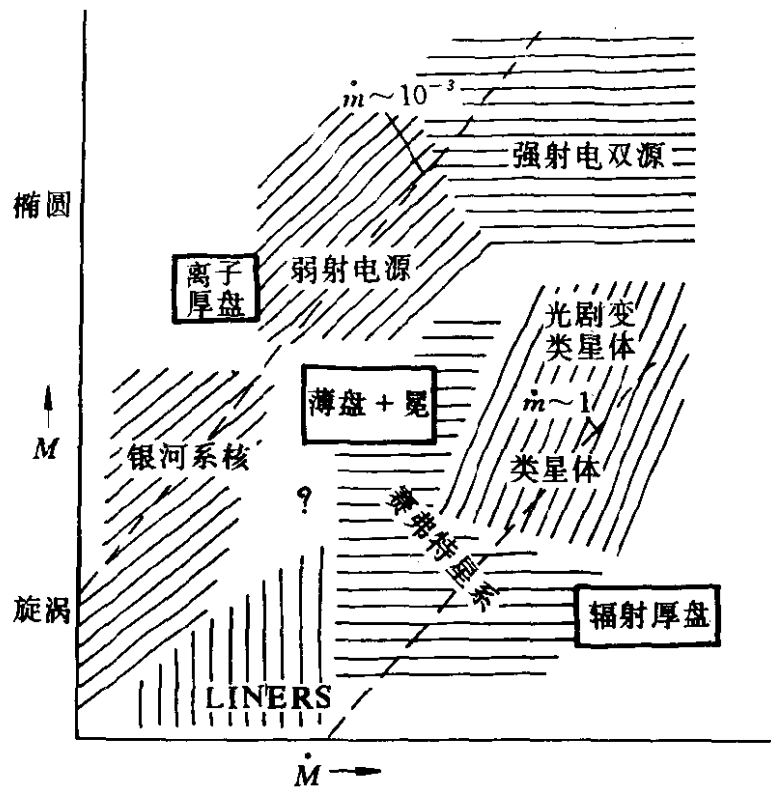


图 22.6 活动星系核的二维统一模型

取自 Begelman M C. in *Astrophysics of Active Galaxies and Quasistellar Objects*, ed. Miller J S, Mill Valley (1985).

是辐射压厚盘。黑洞的质量和角动量都因吸积而增长。大部分类星体和 Seyfert1 就属于这种情况。OVV（光学剧变类星体）和 LINER（低电离核发射区）可能处在临界状态。随着吸积率的减小，薄盘取而代之，对应着 Seyfert2、光度较小的类星体和核辐射较强的射电源。吸积率更小的是离子压厚盘，这时就表现为核辐射较弱的射电源。包括银河系在内的正常星系是 M 和 \dot{M} 都较小的状态。

这样一个框架很可能基本上是正确的。当然，它还远不足以描述所有的观测现象。例如，它不能回答为什么只有一部分活动星系核出现喷流，为什么也只有一部分活动星系核的光谱中有宽发射线。这就是说，必须引入新的参量。困难的问题是，新参量是基本的还是次级的？有些因素，如母体星系的形态、光度，其中的物质分布、磁场，以及是否处在星系团中，乃至成为目前热门课题的星系间作用和合并等等，尽管无疑都很重要，但大概都是外在的因而是次级的。黑洞角动量的重要程度还难以判断。很有可能喷流只产生于转动的黑洞，那么黑洞角动量就应是第三个基本参量。反之，如果原则上所有活动星系核都有喷流，那么能否看到就只是一种观测效应了。

目前探讨最多的一个因素是被观测源相对观测者的倾角。这似乎是一个次级参量，但它是如此重要，以至于对活动星系核的观测特征和分类起到决定性的作用。弄清这个作用，剔去观测效应，成为揭示活动星系核本质的关键步骤。

已知三种方式的倾角效应。对每一种的认识都导致局部的统一，即两种或几种类型活动星系核的归同。作用最显著的一种是相对论性喷流的 Doppler 效应，已如前述。作为这种效应极端情形的 Blazar，其中的 BL Lac 型天体是功率较低的，对应母体（即物理本质相同但喷流方向与视线夹角较大）很可能是 FR1；另一部分即 OVV 是功率较高的，对应母体是 FR2。

第二种方式是遮掩，即在星系核的宽线区与窄线区之间有某

种轴对称形式的遮掩（吸收）物体，其具体形式尚在猜测之中（如图 22.7，虚线上方为有喷流的情况，下方为无喷流情况）。对 Seyfert 星系而言，遮掩物可能就是吸积盘，当视线与轴向夹角较小时，能看到宽发射线和核心区的 X 射线辐射，这就是 Seyfert1；夹角较大时宽线和 X 射线都被遮住，就成了 Seyfert2。类似的设想也被用来统一射电宁静类星体和宽吸收线类星体，这时的吸收线由遮掩物产生；还被用来统一射电类星体、宽线射电星系和窄线射电星系，统一射电宁静类星体和强红外星系，这些情况的遮掩物被认为是尘埃组成的厚环或者卷曲状盘。但值得注意的是，这些统一本身又带来了新的麻烦，因为如果遮掩物体果真有多种形式，那么是不是又要据此来一个新分类呢？

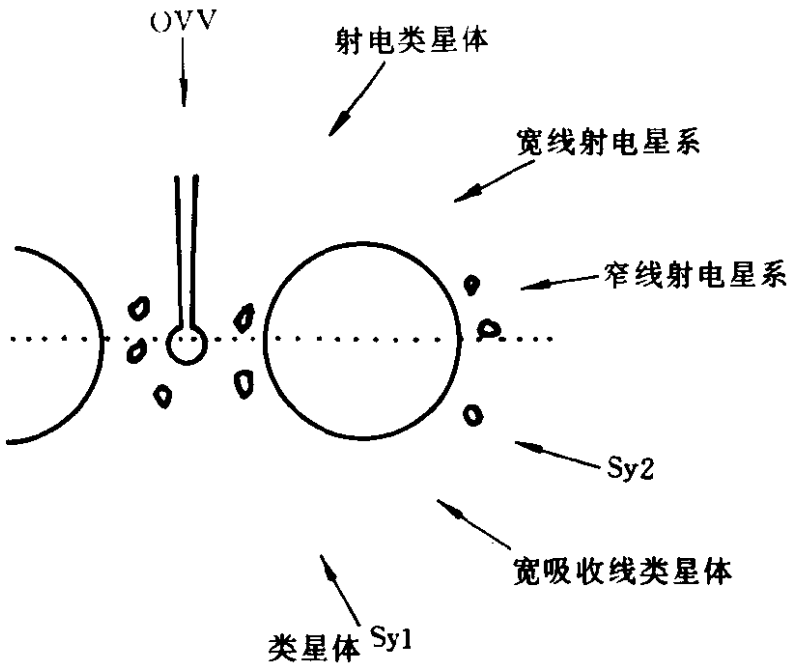


图 22.7 活动星系核中的喷流和遮掩效应

取自 Woltjer L. in Active Galactic Nuclei, eds. Courvoisier T J L
& Mayor M, Springer-Verlag (1990).

第三种方式的作用相对较小，就是吸积盘的倾角。同一个盘从低纬度（即接近于沿其赤道面）看与从高纬度（即接近于沿轴向）看相比较，前者会显得较暗弱。如果发射线是来自盘外区，则

前者的线较宽，或出现双峰。

上述所有这些都是空间因素。统一模型还可以，也必须从时间因素上考虑，即黑洞和吸积盘如何随时间变化。时间会不会是 $M-M$ 二维模型应当加上的第三维？这是更难回答的问题。似乎可以说，有两种意义上的时间变化，短时标的叫光变，长时标的叫演化。星系核活动的时标至少为 10^6 年量级。已有不少事例表明，时标为年量级的变化即光变可以改变一个星系核的类型，如从 Seyfert1 变成 Seyfert2，从 BL Lac 变成 Seyfert1 等。与核活动时标相当的时间变化就是演化了，这当然难以直接验证。但已有一些猜测，例如：射电星系可能是射电类星体随着其光学核的变暗（吸积原料的减少？）演化成的；强红外星系随着其核周围的尘埃、气体被核辐射吹散，核逐渐暴露而演化成类星体；射电宁静类星体与 Seyfert1 除光度强弱、红移大小（即时间早晚）以外似乎并无区别，至少一部分 Seyfert1 可能是由类星体演化而来。还有一种更长时标的演化，即宇宙学的演化。其总趋向是光度的下降：红移 $z=3$ 左右的高光度类星体和强射电星系的密度比近邻空间 ($z \approx 0$) 的高百倍以上。

这些直接或间接地由观测归纳出来的活动星系核的变化能否，以及如何由黑洞及吸积盘的变化演绎出来？群体的、统计意义上的宇宙学演化如何与个体的物理演化联系起来？这更是目前还几乎无人涉足的问题。黑洞的质量不能减少，这是不可违反的定律（Hawking 蒸发并无实际意义）。随着吸积的进行，黑洞的质量和角动量都会增长。快转黑洞的动能又可能被电磁 Penrose 过程提取出来产生喷流。吸积原料似应逐渐减少，即光度逐渐下降；但也可能是源源不断地充分供给，即光度越来越大（Eddington 光度正比于黑洞质量），这是因为星系物质的总质量远大于估计的黑洞质量。但是，吸积过程是持续不断地进行，还是会停止（星系物质角动量太大不能下落），或是停止后又会重新起动？也就是说，星系核活动是只有一代还是可以有許多代？如果吸积过程减到很

弱乃至停止（或者从未起动过）就是正常星系的状态（正常星系中也是有黑洞的），那么究竟是活动星系因吸积减弱而变成正常星系，还是正常星系因吸积开始而变成活动星系？当然，也可能这两者之间并无演化联系。但这似乎不符合和谐统一的美学原则。何况正常星系并非绝对没有核活动，只是较弱而已。如果这两者确有演化联系，那么，一方面，似乎很难相信银河系这样的正常星系曾经是活动星系，因为前者的黑洞质量比后者的小；另一方面，如果活动星系演化成正常星系，那么“死”质量又现在何处？是不是“死”得早了，距离较远，因而尚未找到？所有这些，即使在定性的水平上目前还没有一个能自圆其说的设想，那么就留给聪明的读者去思索了。

二十三、X 射线天文学中的 辐射转移理论进展

尤峻汉 陈军锋

(上海交通大学应用物理系)

1. 引言

近 20 年来,由于空间观测技术的长足进步,使 X 射线天文学成为近代空间天文学中最为活跃、最令人瞩目的生力军^{[1][2]}. X 射线观测新发现的出现,大量最新观测资料的积累,大大开扩了天文学家的视野,影响遍及各个天体层次和分支领域,如 X 射线密近双星, X 射线爆, X 射线脉冲星, 主序前恒星的 X 射线辐射性质, 活动星系核、类星体以及 BL Lac 天体的连续谱 X 射线辐射(频谱, 光变, 与光学和射电辐射的相关性等等), 超星系团的铁线发射, X 射线源的空间分布和宇宙学计数, 宇宙 X 射线背景等^{[3][4][5]}. 观测进展大大推动了 X 射线天文学的理论研究. 包括了对 X 射线天体自身性质的理论探讨(物理状态、结构和演化), 也包括对 X 射线辐射理论的研究进展, 本文将着重讨论后一方面. 辐射理论包括两个内容: 即辐射的产生机制, 以及辐射在介质中的输运性质——辐射转移问题. 在天体物理中, 研究辐射穿过等离子体介质时所发生的辐射转移过程是一个重要的课题. 由于辐射场和等离子体的能量交换, 将使出射光的谱形、强度、谱线位置、谱线轮廓、各发射线强度比、偏振特性等都发生不可忽视的改变. 这些改变在 X 射线波段常常特别显著. 要了解源内物理性质, 解释观测结果, 只讨论原始辐射机制是不够的, 必须仔细考虑在等离子体传播过程中的辐射转移. 这一课题在 X 射线天文学中更有其特殊重要性.

但要着重指出,目前在X射线天文学,特别是在硬X射线和 γ 射线天文学中,还没有成熟并且简便可行的辐射转移系统理论.至今在相当多的文献中,涉及X射线穿越等离子体时的辐射转移问题时,常常只给出半定量甚至定性的讨论^[6].就这一点而言,可以认为目前X射线天文学理论研究落后于观测进展.出现这一情况的原因在于,在X射线天文学涉及的高能天体中,有关的介质是接近完全电离的等离子体,它与X射线辐射之间的相互作用——辐射转移——具有一定特殊性.其辐射转移的主要机理是光子-热电子散射过程.目前在高频段(X和 γ 射线)对此过程还缺少简便可行和物理图象清晰的理论处理方法.这种特定的辐射转移过程(辐射场和等离子体间由散射形成能量交换的过程)通常称为康普顿化(Comptonization).在康普顿化过程中,将发生出射的辐射频谱和强度的改变,同时等离子体中电子气温度也发生相应变化.

虽然在康普顿化过程中,每次光子-电子碰撞造成的频率变化很小,但在天体尺度上,多次散射造成的积累效应不容忽视,特别是对极短波长的X射线辐射,康普顿化尤为重要.众所周知,在每次康普顿散射中,如果电子碰撞前近似看着静止,则碰后散射光子波长相对变化为

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{2\lambda_c}{\lambda} \sin^2 \frac{\theta}{2} \sim \frac{\lambda_c}{\lambda} \quad (1)$$

其中 θ 为散射角, $\lambda_c \equiv \frac{h}{m_e c} = 0.024 \text{ \AA}$ 为康普顿波长.可见,散射造成的频率改变与入射光原初频率有关.入射光波长越短,相对波长改变越大.对于 $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ 的可见光, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-6}$;对 $\lambda \simeq 0.5 \text{ \AA}$ ($h\nu \sim 20 \text{ keV}$)的X射线光子, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq 10^{-2}$;而对 $\sim 100 \text{ keV}$ 的 γ 射线光子,有 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq 10^{-1}$.这说明,康普顿化这一特殊的由散射造成的辐射转移过程在极短波段极其显著,在X射线和 γ 射线天文学

中具有特别重要的意义. 即在 X 射线波段, 散射-辐射转移引起的出射辐射特征 (谱形、强度、偏振、谱线红移等) 的改变特别显著.

如果辐射场是低频场, 而等离子体是高温的, 即辐射光子平均能量 $h\bar{\nu}$ 远小于电子平均热能 kT_e , $h\bar{\nu} \ll kT_e$. (在射电天文学和红外天文学中经常满足此条件), 则康普顿化后果必是辐射场平均频率 $\bar{\nu}$ 增高及电子气温度 T_e 的下降. 这被称做康普顿硬化 (UP-Comptonization 或 Comptonization-hardening). 如果 $h\bar{\nu} \gg kT_e$. (这是 X 射线和 γ 射线天文学中的重要情况), 则后果是辐射场频率 $\bar{\nu}$ 减少及等离子体升温. 这被称做康普顿软化 (Down-Comptonization 或 Comptonization-Softening).

2. 康普顿化扩散方程

对于康普顿化过程, 通常并不是从辐射转移方程出发做定量计算. 对于光子-电子散射过程, 这一方法相当繁难. 因为转移方程中的散射光的“发射”系数 j_ν 将用同一地点的强度 I_ν 的积分表示出来, 使方程成为复杂的积分微分方程^[7]. 另一常用方法是对光子-电子散射做 Monte-Carlo 模拟^[8], 这一方法的困难在于庞大的计算量. 为避免以上两种方法的困难, Kompaneets 发展了一种较为简便的理论方法, 即扩散近似^{[9][10][11]}. 其基本观念是, 将辐射场和等离子体整体看做光子气与电子气的混合气体. 而非热平衡的不稳定的辐射场因光子-电子散射造成的频率分布变化被形式地看成是光子气体在“频率空间”中的“扩散”过程. 当光子-电子混合气最终达到热平衡时, “扩散”停止, 频谱不再改变. 为了定量描述在趋向热平衡的康普顿化过程中光子气频谱分布随时间的变化规律, 需要建立光子分布函数 $n(\nu)$ 满足的动力学扩散方程. 对于康普顿硬化过程, 当满足非相对论条件 $h\bar{\nu} \ll kT_e \ll m_e c^2$ 时, 扩散方程已由 Kompaneets 建立, 其形式为

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{kT_e}{M_e c^2} N_e \sigma_T c \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial}{\partial \chi} \left\{ \chi^4 \left[\frac{\partial n}{\partial \chi} + n(n+1) \right] \right\} \quad (2)$$

其中 $\chi \equiv \frac{h\nu}{kT_e}$ 是光子的无量纲频率值, σ_T 是电子的汤姆孙散射截面, N_e 是电子数密度, $n(\chi, t) \equiv n(\nu, t)$ 是光子分布函数, 它表示单位体积中频率为 ν (或 χ) 的每个光子态的“光子数”. 因此, 单位体积辐射场中, 频率在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 间隔内的真实光子数是 $n(\nu, t) \left(\frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \right)$. 对于弱辐射场, “粒子数” $n(\nu, t) \ll 1$, 扩散方程 (2) 式化为线性方程形式 (略去非线性项 n^2). 方程 (2) 式实际上就是光子-电子散射这一特定过程中的辐射转移方程的替代形式.

此后, Weymann 也从不同的考虑得到了与 Kompaneets 相同的结果^[12], 但是应强调指出, 只当两个条件都满足时, Kompaneets 方程才是正确的, 其中一个条件是, 所考虑的系统, 即由辐射场和等离子体组成的混合气体必须是非相对论体系, 即要求 $kT_e \ll m_e c^2$ 以及 $h\nu \ll m_e c^2$. 另一个条件是所考虑的体系必须是由“高温”等离子体和“低频”辐射场组成. 这里高温和低频指的是满足条件 $h\nu \ll kT_e$, T_e 是电子气的温度. 因此, 方程 (2) 式的应用是有局限性的. 特别是, 在 X 射线天文学有兴趣的课题中, 很少出现 $h\nu \ll kT_e$ 的情况. 此后, Cooper 将方程 (2) 式推广到相对论性系统^[13]. 该相对论性扩散方程形式为

$$q^2 \frac{\partial n(q, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial q} \left\{ \alpha(q, T_e) \left[n(q, t)(1 + n(q, t)) + T_e \frac{\partial n(q, t)}{\partial q} \right] \right\} \quad (3)$$

其中 $q \equiv h\nu$, $\alpha(q, T_e) = a_{NR} [1 + f(T_e)/(1 + 0.02q)] / (1 + 9 \times 10^{-3}q + 4.2 \times 10^{-6}q^2)$, $f(T_e) = \frac{5}{2} \frac{kT_e}{m_e c^2} + \frac{15}{8} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \left(1 - \frac{kT_e}{m_e c^2} \right)$.

Cooper 的方程 (3) 式可以用来讨论极高温等离子体的辐射转移, 例如 $kT_e \lesssim 100 \text{ keV}$, 甚至 $kT_e \lesssim m_e c^2$. 但值得注意的是, Cooper 推广的扩散方程 (3) 式仍只适用于高温低频系统, 即条件 $h\nu \ll kT_e$.

下的康普顿硬化过程. 因为他在导出该方程时, 已假定了方程中的系数 α 在非相对论极限下还原为 Kompaneets 和 Weymann 的结果, 即 $\alpha \rightarrow \alpha_{NR} = Aq^4$. 我们已严格证明, $\alpha_{NR} = Aq^4$ 只适用于高温低频系统 ($h\bar{\nu} \ll kT_e$).

3. 推广的 Kompaneets 方程

对于 X 射线天文学而言, 实际感兴趣的是 $h\bar{\nu} \gg kT_e$ 条件下的康普顿软化过程扩散方程, 即讨论硬 X 射线光子穿过“冷”的等离子体时的变化. Ross M 和 McCray R 曾经基于 Fokker-Planck 方程, 导出过 $h\bar{\nu} \gg kT_e$ 情况下推广的 Kompaneets 方程, 其形式为^[14]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_e c^2} N_e \sigma_{TC} \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial}{\partial \chi} \left\{ \chi^4 \left[n \left(1 + \frac{7}{10} \frac{kT_e}{m_e c^2} \chi^2 \right) \frac{\partial n}{\partial \chi} \right] \right\} \quad (4)$$

但方程 (4) 式是不正确的. 正确合理的扩散方程必须满足一个必要条件: 即当光子-电子混合气体最终达到共同的热平衡态时, “扩散” 即告停止, 方程中 $\frac{\partial n}{\partial t}$ 必须为零. 显然, 方程 (4) 式不满足此条件. 用光子气体的热平衡频谱分布 (Planck 分布) $n(\chi) = (e^\chi - 1)^{-1}$, 其中 $\chi \equiv h\nu/kT_e$, 代入 (4) 式时, 显见 $\frac{\partial n}{\partial t} \neq 0$.

此外, 还有在极端条件 $kT_e \ll h\bar{\nu} \lesssim m_e c^2$ 下导出的另一形式的康普顿软化扩散方程^[15]为

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{c}{\Lambda} \left[\alpha(\chi') \frac{\partial^2 n}{\partial \chi'^2} + \beta(\chi') \frac{\partial n}{\partial \chi'} + \gamma(\chi') n \right] \quad (5)$$

其中 Λ , $\alpha(\chi')$, $\beta(\chi')$, $\gamma(\chi')$ 的表达式详见文 [15]. 应当指出, 在 $h\bar{\nu} \simeq m_e c^2$ 的极端条件下 (例如正负电子对湮没产生的硬光子), 扩散近似并不是一个对软化过程好的描述. 因为对极短波长光子, 每次散射造成的频率相对改变高达 $\nabla \nu / \nu \simeq 0.1$, 故将频率 $\chi' \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2}$ 看做连续变数所建立的扩散方程 (5) 式已不是理想的物理

方程式.

4. 新推广的 Kompaneets 方程

为适应 X 射线天文学观测上的进展, 建立散射过程的完整和严谨的辐射转移理论, 对观测资料做更为定量的理论分析, 以期对 X 射线源内部物理性质做出深入的了解, 这一课题无疑是当前 X 射线天文学的重要任务. 最近, 陈军锋、尤峻汉导出了在 $kT_e \ll h\bar{\nu} \ll m_e c^2$ 条件下适用和推广的 Kompaneets 方程^{[16][17]}. 并与已有的 Ross 方程 (4) 式进行比较, 说明新方程的正确性. 可以预期, 这一辐射转移方程在今后 X 射线天文学中具有潜在的应用前景. 下面对该方程的推导做一简要说明.

对于一个热等离子体和光子气体的“混合气体”, 假定满足条件 $kT_e \ll h\bar{\nu} \ll m_e c^2$, 当系统尚未达到热平衡时, 不能用统一温度描述. 然而, 由于电子之间是长程库仑力作用, 所以电子间碰撞极易发生, 因此热电子气本身很快处于热平衡, 分布函数为 $f(\mathbf{p}) = f_0 \exp(-p^2/2m_e kT_e)$. 同时, 光子气的频谱分布是不稳定的, 会因康普顿散射而随时间变化, $n = n(\nu, t)$, 经过足够长时间后, 两种气体达到共同热平衡, 分布 $n(\nu)$ 不再随时间变化.

尚未达到热平衡前, 应建立康普顿化过程中光子分布变化率 $\frac{\partial n}{\partial t}$ 的方程. 为此, 先考虑元碰撞过程. 碰前电子动量和光子频率及光子波矢方向分别是 $\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n}$. 碰后相应量记为 $\mathbf{p}', \nu', \mathbf{n}'$. 在非相对论极限下, 其碰撞过程所满足的动量及能量守恒定律的形式为

$$\begin{aligned} \left(\frac{h\nu}{c}\right)\mathbf{n} + \mathbf{p} &= \left(\frac{h\nu'}{c}\right)\mathbf{n}' + \mathbf{p}' \\ h\nu + \frac{p^2}{2m_e} &= h\nu' + \frac{p'^2}{2m_e} \end{aligned} \quad (6)$$

显见碰撞 $(\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n}) \rightarrow (\mathbf{p}', \nu', \mathbf{n}')$ 是频率为 ν 的光子数 $n(\nu, t)$

减少的过程. 将 $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + d\mathbf{p}$ 间隔内的电子数密度记为 $N_e f(\mathbf{p}) d^3\mathbf{p}$, 其过程的散射跃迁概率记为 dW , 由于光子是玻色子, 跃迁数与终态数 n' 有关, 为 $(1+n') n N_e f(\mathbf{p}) d^3\mathbf{p} dW$, 其中 $n \equiv n(\nu, t)$, $n' \equiv n(\nu', t)$ 分别是碰撞前后光子数. 上式已假定电子气足够稀薄, 作为费米气体的电子气实际上还原为经典气体, 跃迁数和终态电子数无关. 同理, 逆过程 $(\mathbf{p}', \nu', n') \rightarrow (\mathbf{p}, \nu, n)$ 使频率为 ν 的光子数 $n(\nu, t)$ 增加, 其跃迁概率为 $(1+n) n' N_e f(\mathbf{p}') d^3\mathbf{p}' dW$ (正反碰撞的跃迁概率 dW 相同). 因此, 康普顿散射引起的光子分布变化为

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -N_e \int d^3\mathbf{p} \int [n(1+n') f(\mathbf{p}) - n'(1+n) f(\mathbf{p}')] dW \quad (7)$$

若在上式中代入 $f(\mathbf{p}) = f_0 \exp(-p^2/2m_e kT_e)$ 及 $n(\nu) = (e^{h\nu/kT_e} - 1)^{-1}$, 则有 $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$. 表明热平衡时, 光子频谱分布将不再因康普顿散射而改变, 即康普顿散射的影响只发生于趋向热平衡的过程之中. 在非相对论情形下, $\Delta \equiv \nu' - \nu \ll \nu$ 是一小量, 可用 Δ 展开(7)式至 Δ^2 级, 采用无量纲频率 x 代替 ν , $x \equiv \frac{h\nu}{kT_e}$, 则(7)式化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \frac{N_e h}{kT_e} \int d^3\mathbf{p} \int dW f(\mathbf{p}) \Delta \\ & + \left[\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 2(n+1) \frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \frac{N_e}{2} \left(\frac{h}{kT_e} \right)^2 \int d^3\mathbf{p} \int dW f(\mathbf{p}) \Delta^2 \end{aligned}$$

分别将两个积分式记为

$$I \equiv h^2 \int d^3\mathbf{p} \int dW f(\mathbf{p}) \Delta^2, \text{ 及 } H \equiv h \int d^3\mathbf{p} \int dW f(\mathbf{p}) \Delta \quad (8)$$

则上式化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \frac{N_e}{kT_e} H \\ & + \left[\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 2(n+1) \frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \frac{N_e}{2} \left(\frac{1}{kT_e} \right)^2 I \quad (9) \end{aligned}$$

以下先计算上式右边第二个积分值 I ，其中的改变量 $\Delta \equiv \nu' - \nu$ 可由动量及能量守恒关系 (6) 式得出，求解中将 (6) 式中的 ν' 换成 $\nu + \Delta$ ，保留至 Δ 的一次项，可得

$$h\Delta \simeq -\frac{h\nu c}{m_e c^2} \mathbf{p} \cdot (\mathbf{n} - \mathbf{n}') - \frac{(h\nu)^2}{m_e c^2} (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') \quad (10)$$

在条件 $kT_e \ll h\nu \ll m_e c^2$ 下，由于 $\bar{p} = m_e \bar{v} \simeq m_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}}$ ，由此可估出第二项与第一项之比为 $\sqrt{\frac{h\nu}{m_e c^2}} \frac{kT_e}{h\nu}$ ，不可忽略。将 (10) 式代入 (8) 式中的第一式得

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

其中

$$I_1 = \left(\frac{h\nu}{m_e c} \right)^2 \int d^3 \mathbf{p} \int dW f(\mathbf{p}) |\mathbf{p} \cdot (\mathbf{n} - \mathbf{n}')|^2$$

$$I_2 = \left(\frac{h^2 \nu^2}{m_e c^2} \right)^2 \int d^3 \mathbf{p} \int dW f(\mathbf{p}) (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2$$

$$I_3 = \frac{2(h\nu)^3}{m_e^2 c^3} \int d^3 \mathbf{p} \int dW f(\mathbf{p}) \mathbf{p} \cdot (\mathbf{n} - \mathbf{n}') (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')$$

先固定 $\mathbf{n} - \mathbf{n}'$ ，以 $\mathbf{n} - \mathbf{n}'$ 作为 z 轴，电子动量 \mathbf{p} 和 $\mathbf{n} - \mathbf{n}'$ 夹角记为 Θ ，然后对各种动量 \mathbf{p} 做积分得到

$$\begin{aligned} I_1 &= \left(\frac{h\nu}{m_e c} \right)^2 \int d^3 \mathbf{p} f(\mathbf{p}) \int dW p^2 |\mathbf{n} - \mathbf{n}'|^2 \cos^2 \Theta \\ &= \left[\left(\frac{h\nu}{m_e c} \right)^2 \int dW |\mathbf{n} - \mathbf{n}'|^2 \right] \int p^4 f(\mathbf{p}) \cos^2 \Theta \sin \Theta d\Theta dp d\phi \\ &= \frac{1}{3} \int p^2 f(\mathbf{p}) 4\pi p^2 dp \left[\left(\frac{h\nu}{m_e c} \right)^2 \int dW |\mathbf{n} - \mathbf{n}'|^2 \right] \end{aligned}$$

把 $f(\mathbf{p}) = f_0 \exp(-p^2/2m_e kT_e)$ 代入上式得 $\int p^2 f(\mathbf{p}) 4\pi p^2 dp = 3m_e kT_e$ 。由此得

$$I_1 = 2 \left(\frac{h\nu}{m_e c} \right)^2 m_e kT_e \int dW (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')$$

同理有

$$I_2 = \left(\frac{h^2 \nu^2}{m_e c^2} \right)^2 \int dW (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2$$

$$I_3 = 0$$

为了最后求出积分值 I ，应计算 $\int dW (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')$ 和 $\int dW (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2$ 。积分是对各种可能的散射方向 θ 做的，其中 $dW = c d\sigma_T = c \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) 2\pi \sin \theta d\theta$ ， $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ 是电子经典半径， θ 为散射角，即 \mathbf{n} 与 \mathbf{n}' 的夹角。由 dW 式子可见 $\int \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}' dW = 0$ ，故有

$$\int (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') dW = \int dW = c \int d\sigma_T = c \sigma_T$$

$$\int (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2 dW = \frac{7}{5} \sigma_T c$$

其中 $\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_0^2$ 是 Tompson 截面。因此

$$I = I_1 + I_2 = \frac{2kT_e}{m_e c^2} (h\nu)^2 \sigma_T c + \frac{(h\nu)^4}{m_e^2 c^4} \frac{7}{5} \sigma_T c \quad (11)$$

再来计算 (8) 式中的第二个积分值 H 。直接积分是困难的，但可以根据散射中光子数不变这一事实由积分值 I 导出 H 。在自由电子-光子散射中，没有光子数变化，只有频率变化。这个事实可用下述“频率空间”中光子数守恒方程表示^[18]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\chi^{-2} \frac{\partial(\chi^2 j)}{\partial \chi} \quad (12)$$

式中 j 是频率空间中定义的光子“流”。频率空间的三个轴分别是 χ_1, χ_2, χ_3 ，而 $\sqrt{\chi_1^2 + \chi_2^2 + \chi_3^2} = \chi \equiv \frac{h\nu}{kT_e}$ 。光子流的连续性方程原是

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{j}, \quad \nabla \equiv \mathbf{e}_1 \frac{\partial}{\partial \chi_1} + \mathbf{e}_2 \frac{\partial}{\partial \chi_2} + \mathbf{e}_3 \frac{\partial}{\partial \chi_3}$$

因为流 \mathbf{j} 显然只有径向分量，故采用球坐标 (x, θ, ϕ) 代替 (χ_1, χ_2, χ_3) 时，应有

$$\nabla \cdot j = \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial (\chi^2 j)}{\partial \chi}.$$

由此得 (12) 式. 将 (12) 式写成

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{2}{x} j - \frac{\partial j}{\partial x} \quad (13)$$

比较 (13) 和 (9) 式, 可知流 j 必有形式:

$$j(x) = g(x) \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \quad (14)$$

理由如下: 因 (9) 式含有二阶导数 $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ 的线性项, 即 $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ 的系数中不含 n . 故由 (13) 式知, j 只可能写成 $j \propto \frac{\partial n}{\partial x} + f(n)$. 又已知, 在达到热平衡时, 即当 $n = (e^x - 1)^{-1}$ 时, 应有 $j = 0$. 而函数 $n = (e^x - 1)^{-1}$ 显然满足 $\frac{\partial n}{\partial x} = -n(n+1)$. 由此即可推知, 待定的 $f(n) = n(n+1)$. 写成等式即得到 (14) 式, 其中 $g(x)$ 待定.

将 (14) 式代入 (13) 式, 即得

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & -g(x) \left[\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + (2n+1) \frac{\partial n}{\partial x} \right] \\ & - \left[\frac{\partial g}{\partial x} + \frac{2g(x)}{x} \right] \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

将 (15) 式与 (9) 式做比较, 两式 $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ 的系数应相同. 故可求得

$$\begin{aligned} g(x) &= -\frac{N_e}{2} (kT_e)^{-2} I \\ &= -N_e \sigma_{TC} \frac{kT_e}{m_e c^2} x^2 \left[1 + \frac{7}{10} \frac{kT_e}{m_e c^2} x^2 \right] \\ &= -Ax^2 (1+Bx^2) \end{aligned} \quad (16)$$

式中 $A \equiv \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right) N_e \sigma_{TC}$, $B \equiv \frac{7}{10} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)$. 把 $g(x)$ 代入 (15) 式并与 (9) 式比较, 即求出

$$H = \frac{kT_e}{N_e} A [4x - x^2 + 6x^3 - Bx^4] \quad (17)$$

只要 $g(x)$ 与 $H(x)$ 分别为 (16) 和 (17) 式, 则 (9) 式就和 (15) 式等价. 故扩散方程实由 (15) 式表示. 显然, (15) 式可简化为

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{\chi^2} \frac{\partial}{\partial \chi} \{ \chi^2 g(\chi) \left[\frac{\partial n}{\partial \chi} + n(n+1) \right] \}$$

将 $g(x)$ 值代入即得

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_e c^2} N_e \sigma_{TC} \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial}{\partial \chi} \{ \chi^4 \left(1 + \frac{7}{10} \frac{kT_e}{m_e c^2} \chi^2 \right) \left[\frac{\partial n}{\partial \chi} + n(n+1) \right] \} \quad (18)$$

方程 (18) 式就是本文重点介绍的推广的 Kompaneets 扩散方程 (不再受条件 $h\nu \ll kT_e$ 约束), 它适合于 X 射线天文学中康普顿软化过程, 可以成为今后 X 射线天文学中定量的辐射转移理论的基本方程. 例如, 对于 $T_e \sim 10^7 \text{K}$ 的等离子体, 当穿过它的辐射是较硬的 X 射线, 其平均光子能量 $h\nu$ 约为 $10 \sim 100 \text{keV}$, 就满足条件 $kT_e \ll h\nu \ll m_e c^2$, 可以用该方程讨论出射 X 射线辐射谱形的变化.

显然, 方程 (18) 式有两个基本特点, 这两点保证了它的合理性. 它们是: (1) 方程右边 $\frac{1}{\chi^2} \frac{\partial}{\partial \chi} \{ \dots \}$ 形式保证了散射中光子数守恒 (见连续性方程 (12) 式). (2) 方程右边方括号项 $\left[\frac{\partial n}{\partial \chi} + n(n+1) \right]$ 使得辐射场达到热平衡时, $n = (e^x - 1)^{-1}$, 保证有 $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, 即康普顿散射将不再引起 n 的变化. 而 Ross 方程 (4) 式不满足上述第二个性. 最后指出, 方程 (18) 式在 $\chi \equiv \frac{h\nu}{kT_e} \ll 1$ 时, 自动还原为 Kompaneets 方程 (3) 式, 因此, 方程 (18) 式适用于全波段.

如果辐射场在空间上不均匀, 即 $n = n(\nu, r, t)$, 则方程 (18) 式必须补上空间扩散项 $\nabla \cdot (D \nabla n)$, 其中 D 为光子气扩散系数, $D = \frac{c}{3N_e \sigma_T}$. 因此有

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{kT_e}{m_e c^2} N_e \sigma_T c \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x^4 \left(1 + \frac{7}{10} \frac{kT_e}{m_e c^2} x^2 \right) \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \right\} + \nabla \cdot (D \nabla n) \quad (19)$$

另外, 方程 (18) 或 (19) 式是一个变系数的对流-扩散方程, 对流项 (一阶导数 $\frac{\partial n}{\partial x}$ 项) 的系数恒为负, 表示对流项的作用总是沿 x 减少方向进行, 说明在康普顿软化过程中, 整个频谱有向低频端移动的趋势. 扩散项 ($\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ 项) 将造成整个频谱分别向低频和 高频两端延展, 使频段扩大. 两项并存效果将使频谱整体向低频端移动, 特别对发射线, 将出现红移 (可称为“康普顿红移”, 以示与其它红移机制之区别).

5. 应用举例

定量地研究康普顿软化对辐射谱特性的影响, 必须在给定初条件下用数值方法求解方程 (18) 式. 设想 $t=0$ 时刻, 源中发出的 X 射线光子进入等离子体, 初条件记为 $n(x, 0) = f(x)$, $f(x)$ 表示稳定发射源的光子频率分布函数. 为简单, 假定等离子体电子密度和温度 N_e , T_e 是均匀的, 取定为 $N_e = 2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 和 $kT_e = 1 \text{keV}$, 源辐射光子平均初始能量 $h\nu = 10 \text{keV}$ (这些取值接近 X 射线中子星周围情况). 作为典型例子, 基于上述参量, 我们计算了两种形式的源辐射谱 (谱线和幂律连续谱) 在康普顿软化中随时间的演化.

(1) 初始谱是高斯型轮廓的发射线

由于气体湍动和热展宽, X 射线源发射线的单色强度将为

$$I_\nu = A \exp [-C (\nu - \nu_0)^2] \quad (20)$$

其中 ν_0 是谱线中心频率, A , C 为两常系数. 由于 $I_\nu \propto u_\nu$ (场能密度) 以及 $u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} n(\nu) h\nu$, 故初条件写为

$$n(x, 0) = f(x) \sim x^{-3} \exp [-C_1 (x - x_0)^2] \quad (21)$$

(2) 初始谱是幂律连续谱

$$I_{\nu} \sim \nu^{-\alpha} \quad (22)$$

其中 α 是幂指数. 对许多 X 射线天体, α 为 0.5~1.0. 计算中取典型值 $\alpha=0.7$. 此时初条件取为

$$n(x, 0) = f(x) \sim \begin{cases} x^{-3} x^{-\alpha} & \text{当 } x_1 \leq x \leq x_2 \\ 0 & \text{其它频率} \end{cases} \quad (23)$$

其中 x_2, x_1 为幂律谱频率上下限.

按初条件 (21)、(23) 式, 求解扩散方程 (18) 式. 采用差分法, 计算结果如图 1 和图 2 所示.

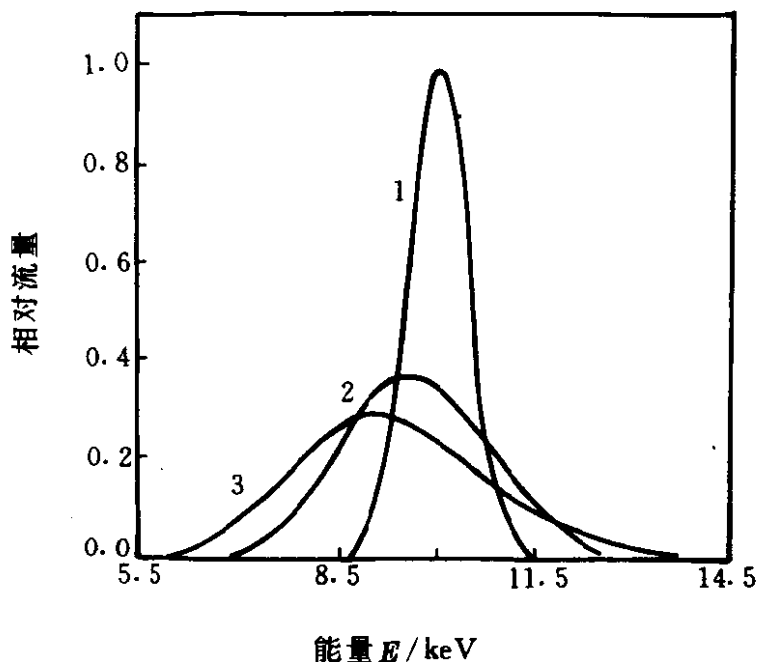


图 23.1 初始为高斯谱的演化曲线.

曲线 1, 2 和 3 分别对应时间 t 为 0, 0.05 和 0.1 秒

由图 23.1 可见, 谱线的康普顿演化特征为: (a) 谱线展宽, 中心强度下降. (b) 谱线红移. (c) 谱线轮廓不对称, 低频端变陡, 高频端平坦化. 由图 23.2 可见, 初始的幂律连续谱在 $\ln I_{\nu} - \ln h\nu$ 平面上原为一倾斜直线, 演化过程中, 其高能端变陡, 低能端增强. 说明康普顿软化中, 高频光子有向低频端移动的趋势, 造成低频

光子的“堆积”。无疑，求解扩散方程 (18) 或 (19) 式将为定量分析 X 射线天文观测资料提供理论上的根据，在实际天文应用中具有广阔前景。

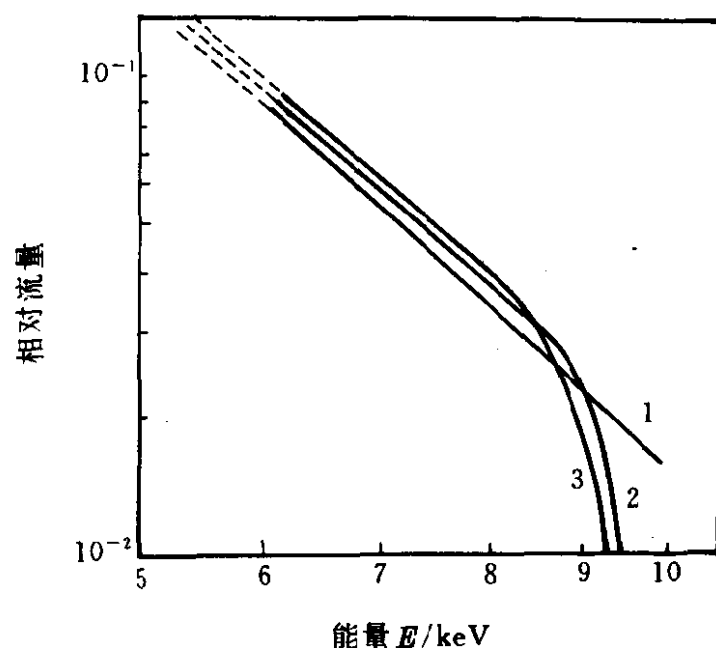


图 23.2 初始为幂律连续谱的演化曲线。
曲线 1, 2 和 3 分别对应时间 t 为 0, 0.025 和 0.05 秒

参 考 文 献

- [1] Rosner R, Golub L, Vaiana G S. On Stellar X-ray Emission. *Ann Rev Astro Astrophys*, 1985, 23 : 413
- [2] Sarazin C L. X-ray Emission from Clusters of Galaxies. *Rev Mod Phys*, 1986, 58 : 1
- [3] Treves A, Morini M, Chiappetti L, et al. Simultaneous X-ray, Ultraviolet and Optical Observations. *Ap J*, 1989, 341 : 733
- [4] David L P, Jones C, Forman W. X-ray Properties of Bright Far-infrared Galaxies. *Ap J*, 1992, 388 : 82
- [5] Micela G, Maggio A, Vaiana G S. X-ray Activity as Statistical Age Indicator. *Ap J*, 1992, 388 : 171
- [6] McCray R. In : *Supernovae and Stellar Evolution*. Singapore: World

Scientific, 1991

- [7] Rybicki G, Lightman A. Radiative Process in Astrophysics. San Francisco: Freeman, 1982
- [8] Witteborn F C, Bregman J D, Wooden D H, et al. Spectral Line Profiles of Nickle and Argon in Supernova 1987A. Ap J, 1989, 338 : L9
- [9] Kompaneets A S. Soviet Phys JETP. 1957, 4 : 730
- [10] Felten J E, Rees M J. Continuum Radiative Transfer in a Hot Plasma with Application to Scorpius X-1. A Ap, 1972, 17 : 226
- [11] Katz J I. Nonrelativistic Compton Scattering and Models of Quasars. Ap J, 1976, 206 : 910
- [12] Weymann R. Phys Fluids. 1965, 8 : 2112
- [13] Cooper G. Phys Rev, 1971, D3 : 2312
- [14] Ross R R, Weaver R, McCray R. The Comptonization of Iron X-ray Features in Compact X-ray Sources. Ap J, 1978, 219 : 292
- [15] Ye Z G, You J H. Comptonization-softening and The Hard X-ray Spectrum of Cyg X-1. Astrophys Space Sci, 1985, 109 : 155
- [16] 陈军锋, 尤峻汉, 中国科学, 待发表.
- [17] 陈军锋, 尤峻汉, 辐射谱在康普顿软化过程中的演化特性, 科学通报, 1992, 37 : 785
- [18] 尤峻汉, 天体物理中的辐射机制, 北京, 科学出版社, 1983